

N° D'ORDRE:
143

THÈSES

PRESENTEES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. BRENET

Boursier de recherches à l'Institut de Physique Atomique
de la Faculté des Sciences de Lyon

1^{re} Thèse. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE STATISTIQUE DE L'ÉMISSION
DES PARTICULES ALPHA DU POLONIUM

2^e Thèse. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le **juin 1939 devant la Commission d'examen.**

MM. J. THIBAUD..... *Président.*

M. LEMARCHANDS.....
H. EYRAUD..... } *Examineurs.*

PAQUET Imprimeur
10, RUE JARENTE - LYON

1939

CONTRIBUTION
A L'ETUDE STATISTIQUE
DES PARTICULES ALPHA
DU POLONIUM



Digitized by the Internet Archive
in 2026

N° D'ORDRE:
143

THÈSES

PRESENTEES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. BRENET

Boursier de recherches à l'Institut de Physique Atomique
de la Faculté des Sciences de Lyon

1^{re} Thèse. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE STATISTIQUE DE L'ÉMISSION
DES PARTICULES ALPHA DU POLONIUM

2^e Thèse. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le juin 1939 devant la Commission d'examen.

MM. J. THIBAUD..... *Président.*

M. LEMARCHANDS.....
H. EYRAUD..... } *Examineurs.*

PAQUET Imprimeur
10, RUE JARENTE - LYON
1 9 3 9

UNIVERSITÉ DE LYON - FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen honoraire

M. LONGCHAMBON, *, ,  I., .

Doyen

M. DOUIN, *, ,  I.

Assesseur

M. VANEY, *, ,  I., .

Professeurs honoraires

MM. VESSIOT, C. *,  I.

RIGOLLOT, *, ,  I.

COUTURIER, *, ,  I., .

Professeurs

MM. DULAC, *, ,  I., *Calcul différentiel et intégral.*

DOUIN, *, ,  I., *Botanique.*

MEUNIER, O. *, ,  I., *Chimie industrielle.*

SIRE, *, ,  I., , *Mécanique rationnelle et appliquée.*

VANEY, *, ,  I., , *Zoologie.*

CARDOT, *, ,  I., *Physiologie générale.*

ROMAN, *, ,  I., *Géologie.*

LOCQUIN, *, ,  I., *Chimie générale.*

LONGCHAMBON, *, ,  I., , *Minéralogie.*

DÉJARDIN, *, ,  I., *Physique générale.*

SOLLAUD, ,  I., *Zoologie.*

THIBAUD, ,  A., *Physique expérimentale.*

LEMARCHANDS, *, ,  I., *Chimie appliquée.*

EYRAUD, ,  I., *Mathématiques.*

FROMAGEOT, ,  A., *Chimie biologique.*

AUMÉRAS, ,  A., *Chimie physique.*

Maîtres de conférences et chargés de cours

MM. JOEUVRE, ,  I., *Chimie organique.*

PRETTRE, *Chimie.*

KUHNER, *Botanique.*

LAVAL, *Minéralogie.*

Maîtres de conférences adjoints

MM. BONNET, *, ,  I., *Zoologie générale et agricole.*

Chargés de cours complémentaires

Mlle BACHRACH, ,  I., *Physiologie.*

MM. DUFAY, ,  I., *Astronomie et Physique supérieure.*

VIRET, ,  I., *Etude des roches.*

RANSON, *Géométrie supérieure.*

TRONCHET, ,  A., *Botanique.*

MAYET, *, ,  I., , *Anthropologie.*

PELOSSE, ,  I., *Sériciculture.*

DARESTE DE LA CHAVANNE, ,  I., *Géographie physique.*

SEYEWETZ, *, ,  I., *Matières colorantes artificielles.*

Secrétaire

M. ROUX, ,  A.



A MES PARENTS

Témoignage de mon affection

A MA FEMME

A Monsieur le Professeur THIBAUD
Directeur de l'Institut de Physique Atomique

Hommage de ma profonde reconnaissance

Contribution à l'étude statistique des particules alpha du polonium



INTRODUCTION

Les recherches qui font l'objet de ce travail ont pour but de reprendre l'étude statistique des émissions de particules alpha du polonium en profitant des perfectionnements récents des méthodes de détection des particules individuelles utilisées en physique atomique et plus particulièrement en physique nucléaire.

Cependant les perfectionnements de ces méthodes de détection n'auraient pas été suffisants pour les études statistiques qui étaient en vue, sans les développements ou les applications de méthodes statistiques nouvelles abordant les problèmes posés, de manière différente, des méthodes classiques utilisées jusqu'ici.

Les travaux qui vont être exposés dans ce mémoire ont été effectués à l'Institut de Physique Atomique de la Faculté des Sciences de Lyon, sous la direction de M. le Professeur Thibaud. Je dois exprimer ici toute la gratitude à M. le Professeur Thibaud pour ses conseils bienveillants et si précieux et pour les encouragements qu'il n'a cessé de me donner pendant l'exécution de ce travail. Je dois le remercier également pour les moyens matériels

qu'il a mis à ma disposition pour poursuivre ces recherches longues et délicates. Je dois remercier également M. le Professeur Eyraud qui a bien voulu accepter de relire les épreuves de ce travail.

Pendant une grande partie du temps consacré à ces recherches j'ai bénéficié d'une bourse du Conseil Général du Département du Rhône à qui je dois exprimer toute ma reconnaissance pour l'aide qui m'a été ainsi apportée afin de me permettre de poursuivre ces travaux.

CHAPITRE PREMIER

Loi de décroissance exponentielle

Distribution des émissions

Distribution des intervalles entre émissions

Dès 1905, Schweidler ⁽¹⁾ signalait que la loi de décroissance exponentielle radioactive avait un caractère purement statistique : on pouvait en effet établir cette loi à partir de raisonnements purement statistiques. Cependant, à la base, il se trouve une hypothèse fondamentale et sur laquelle on ne saurait trop insister, car les travaux récents de MM. J. Thibaud et M. Ferber conduisent à en faire une critique plus serrée. En effet, l'établissement de la loi de décroissance, suivant le raisonnement classique, suppose essentiellement l'indépendance entre les émissions radioactives. On doit donc poser que, lorsqu'une émission radioactive se produit elle le fait en complète indépendance vis-à-vis des émissions antérieures, et se trouve elle-même sans influence sur les émissions postérieures.

Rappelons qu'une substance radioactive se caractérise par la destruction spontanée des atomes de la substance. Par suite, si nous considérons une substance contenant initialement N_0 atomes, le nombre d'atomes résiduels tend à décroître avec le temps et ceci suivant une loi exponen-

tielle. Considérons en effet une telle substance contenant N atomes à un instant initial que nous prendrons comme origine des temps. Considérons d'autre part un intervalle de temps très petit τ et appelons, dans ces conditions p la probabilité pour qu'un atome soit désintégré pendant ce temps τ et soit q la probabilité contraire :

$$(1) \quad q = 1 - p$$

p est une probabilité très petite et par suite q sera très voisine de l'unité.

Soient n intervalles τ , n étant tel que le temps t donné par (2)

$$(2) \quad t = n\tau$$

soit petit, mais cependant très grand par rapport à τ .

La probabilité pour qu'un atome soit désintégré pendant le premier intervalle τ est p , la probabilité pour que l'atome soit désintégré pendant le deuxième intervalle τ sera, d'après le théorème des probabilités composées, égale à qp . La probabilité pour qu'un atome soit désintégré seulement pendant le troisième intervalle τ sera q^2p et ainsi de suite. Par suite, la probabilité pour que l'atome soit désintégré au bout du temps $n\tau$ sera :

$$(3) \quad P = p + pq + pq^2 + \dots + pq^{n-1}$$

c'est-à-dire :

$$P = (1 - q) (1 + q + q^2 + \dots + q^{n-1}) = 1 - q^n$$

Si nous avons N atomes à l'instant origine dans la source active, le nombre des atomes désintégrés au bout du temps $t = n\tau$ sera donc :

$$(4) \quad W = N \cdot (1 - q^n)$$

Or, la probabilité $p = 1 - q$ est très petite, par suite nous pouvons poser que :

$$\text{Log } (1 - p) \text{ équivalent à } -p$$

$$(5) \quad W = N_0 (1 - e^{-n \text{Log} q}) = N_0 (1 - e^{-np})$$

$$\text{or} \quad n = \frac{t}{\tau}$$

$$\text{d'où} \quad (6) \quad W = N_0 \left(1 - e^{-\frac{tp}{\tau}} \right)$$

$$\text{Posons} \quad (7) \quad \lambda = \frac{p}{\tau}$$

Nous voyons que λ représente la probabilité pour qu'un atome se désintègre par unité de temps. La loi de probabilité prend la forme :

$$(8) \quad W = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$$

Comme nous avons à l'instant origine N_0 atomes dans la source, le nombre N des atomes restant au temps t sera :

$$N = N_0 - N_0 (1 - e^{-\lambda t})$$

$$\text{c'est-à-dire :} \quad (9) \quad N = N_0 e^{-\lambda t}$$

La loi que nous obtenons est la loi classique de décroissance radioactive: elle montre que le nombre des atomes actifs contenus dans la source décroît exponentiellement avec le temps. Cette loi peut être considérée également comme l'intégrale de l'équation différentielle :

$$(10) \quad \frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

Cette équation nous indique que le nombre dN des atomes détruits pendant un temps dt , à partir du temps t , est proportionnel au nombre des atomes présents à l'instant t .

En intégrant, la constante qui interviendra sera précisément le nombre N_0 des atomes présents à l'instant origine.

Rappelons en outre que l'on appelle période T la durée nécessaire pour que la moitié des atomes ait disparu.

Cette période T est reliée par suite à la constante de désintégration par la relation bien connue :

$$(11) \quad \lambda T = \text{Log } 2$$

$$0,693$$

$$\text{ou :} \quad \lambda = \frac{0,693}{T}$$

La loi de croissance radioactive étant établie, nous devons évidemment, lors d'observations qui seront effectuées, nous attendre à voir des écarts se produire entre le nombre observé des atomes détruits et le nombre théorique. Ce sont ces écarts appelés fluctuations radioactives que nous allons étudier maintenant. Nous avons vu que, pendant un temps dt , le nombre dN des atomes disparus est donné à partir de (10) par :

$$(12) \quad dN = -\lambda N dt$$

D'autre part, à l'instant τ , la probabilité de rencontrer un atome non désintégré est $e^{-\lambda\tau}$, et la probabilité de voir ce même atome désintégré sera $1 - e^{-\lambda\tau}$.

Sur les N_0 atomes présents, dans la source à l'instant origine, la probabilité, pour que m d'entre eux soient désintégré et par suite $N_0 - m$ non désintégrés sera :

$$(13) \quad (1 - e^{-\lambda\tau})^m (e^{-\lambda\tau})^{N_0 - m}$$

Comme a priori les atomes ne sont pas distincts les uns des autres, la probabilité finale sera égale à la probabilité précédente, multipliée par tous les groupes de m atomes que l'on peut former avec les N_0 atomes initiaux ; par suite la probabilité cherchée sera :

$$(14) \quad w(m) = \frac{N_0!}{(N_0 - m)! m!} (1 - e^{-\lambda\tau})^m (e^{-\lambda\tau})^{N_0 - m}$$

Or, $\mathfrak{N}_0$ est un nombre très grand, par suite les termes en $1/\mathfrak{N}_0$ seront négligeables, donc nous pourrions prendre pour $w(m)$ la valeur :

$$(15) \quad w(m) = \frac{\mathfrak{N}_0^m}{m!} (\mathbf{e}^{-\lambda\tau} - 1)^m \mathbf{e}^{-\mathfrak{N}_0\lambda\tau}$$

$$w(m) = \frac{\mathbf{e}^{-\mathfrak{N}_0\lambda\tau}}{m!} (\mathfrak{N}_0\lambda\tau)^m$$

posons :

$$\nu = \mathfrak{N}_0\lambda\tau$$

ν représente donc le nombre moyen de désintégration pendant le temps τ et nous obtenons comme valeur de la probabilité de voir m atomes désintégrés pendant le temps τ .

$$(16) \quad w(m) = \frac{\mathbf{e}^{-\nu} \nu^m}{m!}$$

Ainsi cette loi de probabilité n'est autre que la loi de Poisson, appliquée à la radioactivité par Batemann ⁽²⁾ en particulier. Or, on sait que, dans la loi de Poisson, l'espérance mathématique a précisément pour valeur :

$$(17) \quad E(m) = \nu$$

et l'écart type est (17a) $\sigma^2 = \nu$.

La loi de Poisson nous donne donc la probabilité pour que m atomes soient désintégrés dans un temps τ . Or, si nous faisons des observations, il est évident que le nombre observé est un nombre m tel que :

$$(18) \quad m = \nu + h$$

h étant l'écart par rapport au nombre moyen ν , c'est-à-dire la fluctuation par rapport à ce nombre moyen. D'autre part, on peut établir la loi de probabilité pour les écarts h . D'après (18) la loi de probabilité $w(m)$ prend la forme :

$$(19) \quad w(m) = \frac{\mathbf{e}^{-\nu} \nu^{\nu+h}}{(\nu + h)!}$$

Si h est infiniment petit par rapport à ν et si ν prend une valeur assez grande, nous pouvons faire certaines approximations et, en particulier, par application de la formule de Stirling au factoriel $(\nu + h)!$ nous obtenons ainsi :

$$(20) \quad w(m) = \frac{e^h}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\nu^{\nu+h}}{\nu^{\nu+h+\frac{1}{2}} \times \left(1 + \frac{h}{\nu}\right)^{\nu+h+\frac{1}{2}}}$$

$$w(m) = \frac{e^h}{\sqrt{2\pi\nu}} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{h}{\nu}\right)^{\nu+h+\frac{1}{2}}}$$

$$\begin{aligned} \text{or (21) } \text{Log} \left(1 + \frac{h}{\nu}\right)^{\nu+h+\frac{1}{2}} &= \left(\nu + h + \frac{1}{2}\right) \left(\frac{h}{\nu} - \frac{h^2}{2\nu^2} + \frac{h^3}{3\nu^3} \dots\right) \\ &= h - \frac{h^2}{2\nu} + \frac{h^3}{3\nu^2} + \dots \\ &+ \frac{h^2}{\nu} + \frac{h^3}{2\nu^2} + \dots + \frac{h}{2\nu} - \frac{h^2}{4\nu^2} + \frac{h^3}{6\nu^3} + \dots \end{aligned}$$

et la probabilité de l'écart h sera :

$$(22) \quad p(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\nu}} e^{-\frac{(h+\frac{1}{2})^2}{2\nu} + \frac{1}{8\nu}}$$

Si ν est assez grand, il en résulte que nous avons alors, comme loi des écarts, la loi de Gauss :

$$(23) \quad p(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\nu}} e^{-\frac{h^2}{2\nu}}$$

Evidemment, une telle loi nécessite, pour son établissement des approximations nombreuses et la première, très importante, est que pendant toute la durée des observations le nombre N des atomes présents, dans la source, puisse être considéré comme constant.

Ceci peut être pratiquement réalisé si l'on opère avec une source contenant un nombre très élevé d'atomes et avec une substance radioactive ayant une période assez grande par rapport à la durée des expériences. Ces conditions étant satisfaites, il restera encore les approximations faites dans le courant des calculs. En particulier, nous avons supposé que la valeur moyenne ν est assez grande et que les écarts h sont assez petits. Il est donc évident que la loi finale des écarts, à laquelle nous sommes parvenus, n'est qu'une approximation qui peut être même parfois assez grossière dans le cas d'un nombre limité d'observations, comme c'est le cas dans la pratique. Il semble donc que les écarts ne possèdent le caractère d'écarts gaussiens qu'en première approximation. D'ailleurs, pour nous en rendre compte, calculons la valeur moyenne des valeurs absolues des écarts, c'est-à-dire l'écart moyen. Dans le cas de la loi de Gauss le rapport de l'écart quadratique au carré de l'écart moyen est égal

à $\frac{\pi}{2}$. Dans le cas qui nous intéresse on obtient ⁽³⁾ comme valeur de l'écart moyen d'après (19)

$$(24) \quad \overline{|h|} = 2\nu w(\nu)$$

$$\overline{|h|} = \frac{2\nu e^{-\nu} \nu^\nu}{\nu!}$$

ainsi, cet écart moyen dépend de ν et le rapport

$$\frac{\nu}{\overline{|h|}}$$

ne se trouvera égal à $\frac{\pi}{2}$ que pour les valeurs très gran-

des de v , donc quand la loi de probabilité des écarts devient effectivement la loi de Gauss. Nous voyons par là combien nous pouvons nous écarter de cette loi quand v n'est pas très grand.

Nous venons de rappeler les démonstration des deux lois classiques réglant la désintégration : loi de décroissance et loi de Batemann-Poisson.

Nous allons donner maintenant la troisième loi, relative cette fois non plus aux émissions radioactives elles-mêmes, mais aux intervalles qui séparent deux émissions. Les émissions ne se succèdent pas en effet à intervalle régulier, mais au contraire avec une apparence nette de désordre. Les intervalles qui séparent deux émissions consécutives sont considérés comme des variables aléatoires continues et évidemment positives. La loi de distribution de ces intervalles est une loi exponentielle, bien connue sous le nom de loi de Marsden-Barratt ⁽⁴⁾. Cette loi, comme l'a montré Von Mises ⁽⁵⁾ peut être établie également à partir d'hypothèses purement statistiques, d'où son caractère nettement probabiliste.

L'hypothèse de base est, ici encore, l'indépendance totale entre les émissions. Appelons encore, comme précédemment, p la probabilité pour qu'un atome soit désintégré dans un temps τ très petit et q la probabilité contraire. Considérons un intervalle de temps petit t mais grand par rapport à τ tel que :

$$t = n\tau$$

La probabilité pour qu'un atome ne soit pas désintégré pendant le temps t est q^n . La source contenant N_0 atomes, la probabilité pour qu'aucun de ces N_0 atomes ne soit désintégré au bout du temps t sera :

$$(28) \quad P(t) = q^{N_0 n}$$

Avec des approximations basées sur la petitesse de p et comme pour l'établissement de la loi de décroissance, nous obtenons :

$$(26) \quad P(t) = e^{-\frac{t}{\tau} \mathfrak{N}_0 p}$$

Done, $P(t)$ est la probabilité pour que tous les intervalles séparant deux émissions consécutives soient supérieurs à t et la probabilité d'avoir tous les intervalles inférieurs ou égaux à t est donc :

$$(27) \quad W(t) = 1 - P(t)$$

$W(t)$ est donc la probabilité totale. La probabilité élémentaire pour qu'un intervalle soit compris entre t et $t + dt$ sera donc :

$$(28) \quad w(t) = \frac{dW}{dt} = -\frac{dP}{dt} = \frac{\mathfrak{N}_0 p}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau} \mathfrak{N}_0 p}$$

Or, le rapport p/τ n'est autre que la constante de désintégration λ déjà envisagée précédemment. La formule de probabilité élémentaire prend donc la forme :

$$(29) \quad w(t) = \mathfrak{N}_0 \lambda e^{-t \lambda}$$

Nous obtenons donc bien la loi exponentielle asymétrique. Or, le calcul des moments de cette distribution est aisé et l'espérance mathématique a, pour expression :

$$(30) \quad E(t) = \frac{1}{\mathfrak{N}_0 \lambda} = t_0$$

et l'écart type

$$(31) \quad \sigma^2 = t_0^2$$

Ces formules nous montrent donc, et particulièrement la formule (30), que l'espérance mathématique t_0 est en relation avec deux constantes fondamentales : la constante de désintégration λ et le nombre des atomes $\mathfrak{N}_0$ présents

dans la source. La constante λ a pour dimensions T^{-1} l'inverse d'un temps, or (30) nous présente une constante t_0 ayant les dimensions d'un temps, et par suite t_0 a bien le caractère voulu d'un intervalle de temps. Si, de plus, nous considérons l'expression donnant le nombre moyen ν de désintégration par intervalle τ de temps dans la loi de Batemann-Poisson, nous voyons que ν est en relation avec l'intervalle moyen t_0 car :

$$(32) \quad \nu = N_0 \lambda \tau = \frac{\tau}{t_0}$$

Par suite, si nous donnons la valeur de τ , et connaissant t_0 , par ailleurs nous aurons la possibilité de calculer la valeur moyenne ν . Inversement de la valeur de ν et pour τ donné, nous en déduirons la valeur de t_0 . Donc, une étude des intervalles entre émissions permet de calculer les éléments indispensables à l'étude des émissions elles-mêmes, et inversement. Nous pouvons dire par suite que ces deux procédés classiques d'étude des émissions radioactives sont en quelque sorte complémentaires. De plus, il importe de remarquer que, comme pour la formule de Poisson, nous avons supposé implicitement que la source étudiée contient un nombre constant d'atomes. Ici encore il est donc nécessaire d'avoir ou un nombre d'atomes très grand, ou des substances radioactives de période assez longue pour que la durée des expériences de vérification soit négligeable par rapport à cette période. Nous devons insister sur ces faits, car les études expérimentales, qui feront l'objet de ce travail, ont été précisément effectuées dans de telles conditions, de manière à rendre toute correction de décroissance absolument inutile.

Les trois grandes lois que nous venons de rappeler représentent ce que nous appellerons le point de vue classique envisagé jusqu'ici. En effet, nous pouvons affirmer que les principales recherches sur les émissions radioactives ont pris ces trois lois comme éléments théoriques de base. Du point de vue qui va nous intéresser plus particulièrement, à savoir l'étude des émissions considérées

comme formant des séries d'événements se produisant au hasard, nous pouvons, dès maintenant indiquer que nous nous référerons principalement à la loi de Marsden-Baratt.

Dès 1910, Bateman ⁽²⁾ avait retrouvé la formule de Poisson relative aux petites probabilités et Rutherford-Geiger ⁽⁶⁾ avaient procédé à une première vérification de la loi. Dans leurs recherches expérimentales ces auteurs opéraient les comptages par une méthode électrométrique. Les sources radioactives employées étaient des préparations de polonium qui, comme on sait, n'émet pratiquement qu'un rayonnement alpha. Les émissions se faisaient sous un angle solide assez faible et on ne recueillait évidemment qu'une partie du rayonnement. De plus, le procédé employé était évidemment sujet à des erreurs importantes provoquées soit par la fatigue des expérimentateurs, soit par l'impossibilité de compter toutes les émissions car il était bien évident que pratiquement il n'était guère possible de déceler deux émissions séparées seulement par des intervalles de temps inférieurs ou égaux à un dixième de seconde.

Il est important de souligner le caractère assez grossier de cette méthode, pour situer exactement le degré de confiance que pourraient présenter les résultats obtenus ainsi.

D'ailleurs, dans leur vérification, Rutherford et Geiger se sont contentés d'enregistrer les valeurs numériques résultant de leurs observations et de constater l'accord assez satisfaisant entre les valeurs théoriques prévues par la loi de Batemann-Poisson et les valeurs observées. Ces auteurs ne donnent en effet aucun calcul des écarts théoriques qui permettraient de juger si certaines valeurs observées, qui s'écartent notablement des valeurs théoriques, peuvent ou non paraître anormales. Il est juste de remarquer qu'étant donné le caractère grossier des méthodes expérimentales, on pouvait évidemment penser que les écarts relevés, bien que parfois de grandeur élevée, avaient pour origine précisément l'imperfection même des méthodes expérimentales employées.

Ce travail de Rutherford et Geiger est cependant important car il est le premier qui ait été fait pour vérifier l'exactitude des lois théoriques et ces auteurs concluaient à un accord assez bon, sans être cependant très absolus dans leurs conclusions.

Après Rutherford et Geiger, Marsden-Baratt ⁽⁴⁾ entreprirent la vérification de la loi exponentielle de distribution des intervalles entre émissions. Dans cette étude le comptage des particules se faisait par la méthode des scintillations. Il fallait enregistrer les intervalles qui séparaient deux émissions consécutives, et par suite on juge la difficulté d'obtenir une bonne précision pour de telles mesures. Marsden Baratt ont cependant pu conclure, ici encore, à un accord assez satisfaisant.

La première vérification de la loi de distribution des intervalles faite à partir d'enregistrements automatiques fut réalisée par Marie Curie ⁽⁷⁾ en 1920. Mme Curie utilisait une méthode de détection des particules alpha analogue à celle de Rutherford et Geiger. Les particules pénétraient dans une chambre d'ionisation et, en utilisant les phénomènes d'ionisation par choc dûs aux particules alpha de désintégration, le courant d'ionisation était suffisant pour actionner un électromètre. Les impulsions de l'électromètre étaient enregistrées sur un cylindre tournant, derrière une fente placée devant le miroir de l'électromètre. A chaque émission correspondait une sorte de crochet sur le papier photographique et il suffisait dès lors de mesurer les distances entre crochets. Cependant, il arrivait que deux particules alpha se trouvaient être trop rapprochées pour être séparées par le dispositif employé. Dans ce cas Mme Curie considérait que les impulsions plus importantes correspondaient à deux particules non séparées. La vérification de la loi de distribution des intervalles se faisait alors très simplement en considérant les intervalles supérieurs à une valeur donnée t , le nombre de ces intervalles est donné par la relation :

$$(32) \quad N_0 P(t) = N_0 e^{-t/t_0}$$

N_0 étant le nombre total des intervalles enregistrés. Par suite, par une représentation semilogarithmique, on doit avoir des points alignés sur une droite.

$$(33) \quad \text{Log } N_0 P(t) = \text{Log } N_0 - \frac{t}{t_0}$$

Mme Curie faisait des observations à plusieurs jours d'intervalle pour une même source, d'où nécessité de corrections pour tenir compte de la décroissance de la source de polonium et pour pouvoir ainsi rendre comparables entre eux tous les enregistrements obtenus. L'étude a porté sur 10.000 observations et Mme Curie concluait à un accord satisfaisant entre la loi théorique et les valeurs observées. La conclusion tirée était que les émissions alpha se faisaient bien au hasard.

Cette étude a été la première faite avec enregistrement automatique et par suite les résultats obtenus n'étaient évidemment nullement influencés par des observateurs comme dans la méthode des scintillations. Par suite, on pouvait avoir des conclusions paraissant présenter toutes les garanties désirables. Cependant, dès maintenant, nous pouvons faire des réserves sur la méthode et sur la simplicité toute apparente de la comparaison entre théorie et observations, telle qu'elle semble résulter de la formule logarithmique (33).

Kutzner ⁽⁸⁾, quelques années plus tard, a repris l'étude des deux lois de Poisson-Bateman et de Marsden-Barratt. Ces travaux ont été quelque peu controversés par la suite, mais cependant il est nécessaire de les rappeler. Les études de Kutzner ont porté sur trois séries d'observations. Les sources utilisées étaient de concentrations variables. Pour les observations correspondant à la source la plus faible, Kutzner ne relevait aucun écart appréciable entre les lois théoriques et les observations. Au contraire, avec les sources plus intenses, Kutzner relevait des écarts anormaux. Dans le cas de la distribution de Poisson, le coefficient de divergence de Lexis Q^2 était inférieur à l'unité ; donc la répartition observée était nettement hypo.

normale. Enfin, dans le cas de la comparaison avec la distribution de Marsden-Barratt, il y avait un défaut net des grands intervalles entre émissions. La divergence paraissait même augmenter avec la concentration. Cependant, malgré de telles divergences, Kutzner concluait à un accord assez satisfaisant.

Tous les travaux avaient été faits avec des sources émettant sous les angles solides faibles, en particulier Kutzner utilisait des angles solides correspondant aux quatre centièmes de l'émission totale de la source.

De tous ces travaux, il paraissait difficile de conclure quoique ce soit quant à la distribution des intervalles dans le temps, car les angles solides utilisés éliminaient beaucoup trop de particules venues des sources et l'on était loin de recueillir tout le rayonnement.

Il paraissait donc nécessaire d'utiliser des sources émettant dans tout l'espace, afin d'avoir tout le rayonnement alpha correspondant. Le premier essai dans ce sens fut fait par Pokrowski ⁽⁹⁾. Pokrowski employait des sources faibles émettant sous des angles solides voisins de 4π . Cependant, l'étude faite n'a porté que sur un nombre insuffisant d'émissions (1.600 environ). Cet auteur constatait un excès des très grands et des très petits intervalles et, de là, il concluait à la possibilité d'un effet dû peut-être aux petites concentrations car avec les grandes concentrations il pouvait apparaître des actions entre noyaux voisins. Donc, nous voyons que Pokrowski, bien que s'appuyant sur des observations peu nombreuses et peut-être même un peu douteuses, faisait des réserves sur la validité de l'hypothèse de l'indépendance entre les émissions.

Il est donc évident que ces résultats demandaient à être confirmés. Feather ⁽¹⁰⁾ reprit les observations par des méthodes analogues à celles de Pokrowski, et il utilisait la méthode des scintillations. Déjà l'indication de la méthode employée nous montre toutes les difficultés qui ont été rencontrées par cet auteur et aussi l'imprécision des résultats. Feather procède donc à des séries d'expériences sur

une durée de 30 jours et naturellement il a été tenu compte de la décroissance de la source utilisée. Les observations ont porté sur 10.000 intervalles, mais Feather n'a pas pu confirmer les résultats de Pokrowski. Curtiss ⁽²¹⁾ également reprend des travaux analogues à ceux de Kutzner, et dans une première série de recherches il arrive à la conclusion que dans le cas de la distribution de Poisson-Bateman, le coefficient de divergence Q^2 est inférieur à l'unité pour des sources fraîchement préparées, et il tend vers l'unité avec le vieillissement de la source. Il semble donc que les résultats de Kutzner se trouvent confirmés par les premiers travaux de Curtiss, et par suite ce dernier met en doute également la validité de l'hypothèse de l'indépendance entre les émissions. D'ailleurs, dès les travaux de Kutzner, Lawson ⁽¹²⁾ avait envisagé une explication du mécanisme possible de la dépendance entre les émissions.

Cet auteur considère que dans une préparation radioactive il se forme des agrégats de molécules. Lorsqu'une émission a lieu du côté du métal porteur de la préparation, il y a un effet de recul qui arrive à détacher des atomes d'un de ces agrégats existants. Ces atomes ne sont pas forcément désintégrés, et leur libération provoque une désintégration anticipée. Dans le cas des sources préparées depuis longtemps, il n'y a plus de possibilité d'effet de recul, car Lawson considère que toutes les désintégrations qui devaient se faire du côté du porteur de la préparation se sont faites et par suite il n'y a plus d'effet de recul possible. Dès lors, la suite des émissions redevient une suite normale, et ceci expliquerait le retour vers l'unité pour les valeurs du coefficient de Lexis Q^2 avec les sources anciennes. Cette explication a évidemment l'avantage de ne pas faire intervenir l'énergie des particules alpha de polonium, énergie qui est peut-être trop faible pour influencer les atomes voisins. Curtiss ⁽¹³⁾ dans une seconde série de recherches a repris ces études ; il opère dans un angle solide égal à 4π pour avoir tout le rayonnement, mais cette fois il ne peut confirmer les premiers résultats. Les divergences observées sur le coefficient de

Lexis étaient trop faibles pour pouvoir affirmer leur caractère systématique, et Curtiss concluait que les lois de probabilité devaient s'appliquer sur une grande marge de variation dans la concentration des sources de 10^{-3} à 10^{-11} mg/mm². Donc, les derniers travaux de Curtiss ne permettaient pas de conclure sur la validité de l'hypothèse d'indépendance. Cependant, Curtiss avait utilisé des méthodes par enregistrement automatique, de manière à s'affranchir des difficultés présentées par la méthode des scintillations employée encore par exemple par Feather ; d'autre part, il semble bien que Curtis par son dispositif arrivait à recueillir à peu près tout le rayonnement émis dans 4π et il employait pour cela un compteur à pointes doubles connectées entre elles. La préparation de polonium était obtenue par évaporation d'une solution sur une feuille mince d'aluminium correspondant à 5 mm. d'air. Ce procédé évidemment permettait bien d'obtenir à peu près tout le rayonnement, sauf cependant les particules alpha émises simultanément de part et d'autre de la feuille d'aluminium puisque les deux pointes du compteur étaient connectées ensemble. Mais déjà cependant la technique mise en œuvre par Curtiss paraît avoir marqué un progrès certain sur les procédés utilisés jusque là. Malgré tout, les résultats obtenus ne pouvaient donner que des indications très imprécises sur le comportement des émissions de particules alpha, et il n'était pas possible à partir de ces résultats de mettre en doute, en particulier, l'hypothèse fondamentale de l'indépendance entre les émissions de particules alpha.

CHAPITRE II

Dispositifs expérimentaux de détection des particules alpha Divers types d'enregistrements

Toutes les études faites, de Rutherford à Curtiss, com portaient à la base une même source d'erreurs, due à l'imperfection des méthodes expérimentales utilisées pour le comptage des particules alpha. De plus, les divergences possibles entre les lois théoriques, telles que nous les avons rappelées, et les observations, si elles existent, devaient être très faibles, en quelque sorte des effets de second ou troisième ordre. Aussi, pour mettre en évidence de tels effets, il était à peu près certain que les méthodes expérimentales utilisées jusqu'ici se révéleraient trop imparfaites. Ceci permettra donc de comprendre tout l'intérêt qu'il pouvait y avoir à reprendre les études faites mais en profitant des derniers perfectionnements des techniques de détection des corpuscules individuels utilisés en physique nucléaire.

Les sources radioactives employées étaient des sources de polonium. Le polonium, d'ailleurs utilisé déjà par les divers auteurs, présente l'avantage de n'émettre pratiquement qu'un rayonnement alpha très homogène. En effet, le rayonnement gamma ⁽¹⁴⁾ décelé pour le polonium est extrêmement faible et l'énergie moyenne des quanta

gamma n'est que de $8 \text{ à } 9 \times 10^5$ électrons-volts. Les alpha de longs parcours sont pratiquement inexistants, au plus 1 pour 10^4 et peut-être même 10^5 émissions. Donc, nous voyons que les faisceaux de particules alpha sont des faisceaux parfaitement homogènes du point de vue énergétique. L'énergie étant de $5,3 \cdot 10^6$ e. v. pour une vitesse initiale d'émission de $1,59 \cdot 10^9$ cm/sc. Le polonium outre cette parfaite homogénéité dans l'énergie des particules, présente aussi l'avantage d'être le dernier des corps radioactifs de la série du radium et, par suite, son produit de désintégration se trouve être un plomb inactif, donc non susceptible de perturber les émissions. Enfin, le polonium possède une période assez longue et égale à 140 jours, c'est-à-dire une vie moyenne de 202 jours. La longueur suffisante de cette période va donc permettre de se livrer à des études sans avoir à faire des corrections par suite de la décroissance de la source ; en effet, les expériences dureront au maximum de 10 à 20 heures dans quelques cas, et généralement de l'ordre de une heure au maximum. Par suite, même dans le cas des quelques expériences qui furent réalisées et sur une durée de 20 heures la correction de décroissance est parfaitement négligeable devant les autres erreurs possibles. Donc ce sont ces diverses raisons qui justifient l'emploi presque exclusif du polonium pour toutes les études de statistiques radioactives.

Pour l'étude statistique faisant l'objet du présent mémoire les particules alpha émises par les sources de polonium furent toutes enregistrées automatiquement. Ces enregistrements furent obtenus par MM. J. Thibaud et P. Comparat, grâce à la mise au point d'amplificateurs proportionnels construits sur les données de M. Thibaud. Nous résumerons rapidement le principe de ces appareils car l'étude détaillée a fait l'objet d'une publication de MM. J. Thibaud et P. Comparat ⁽¹⁵⁾.

Le principe de la méthode consiste en l'utilisation des propriétés ionisantes des particules alpha dans leur passage à travers les gaz, et ici simplement l'air. Les particu-

les alpha sont émises dans une chambre d'ionisation de type variable, suivant le genre d'enregistrement à réaliser, et les ions produits sont collectés par le plateau relié à la grille d'une lampe électromère dont la plaque est réunie par capacité et résistance à la grille de la première pentode de l'étage d'amplification.

Les courants d'ionisation provenant de la chambre sont ensuite amplifiés et le courant de sortie est communiqué à un oscillographe électro-magnétique Dubois. L'oscillographe employé possédait une période de $1/1.500$ de seconde et par suite le pouvoir séparateur du dispositif d'amplification était considérable et dépassait de loin tout ce qui avait été obtenu jusque là. Le faisceau lumineux réfléchi par le miroir de l'oscillographe impressionnait un film se déroulant à vitesse constante. A chaque particule alpha correspondait une impulsion du miroir de l'oscillographe, d'où sur le film une série d'élongations de longueurs sensiblement proportionnelles à l'énergie des particules alpha. La vitesse de déroulement du film était soigneusement vérifiée et les variations de vitesse constatées sur des films obtenus avec des vitesses de 40 à 120 mm. à la seconde, n'ont jamais dépassé quelques unités pour mille, 2 à 6 suivant les bandes. D'ailleurs, un enregistrement chronophotographique simultané permettait de tenir compte de ces variations de vitesse, si petites soient-elles, par correction des intervalles entre les émissions. Cette constance a permis ainsi de faire des calculs, dans les études portant sur les intervalles entre émissions, sur les distances mesurées sur chaque film entre deux traits consécutifs, distances rigoureusement proportionnelles aux temps écoulés entre deux impulsions.

Les enregistrements qui ont été réalisés par M. Thibaud, et qu'il a mis à notre disposition, ont été de deux types bien différents. En effet, nous avons exposé que diverses recherches antérieures pouvaient permettre de penser que certains effets pourraient peut-être différer suivant l'intensité des sources employées. Certains résultats obtenus par

M. Thibaud ⁽¹⁶⁾ et M. Ferber ⁽¹⁷⁾ sur lesquels nous reviendrons ultérieurement paraissent bien avoir confirmé les divergences dans le comportement des sources intenses et des sources faibles. Ces résultats ont donc incité M. Thibaud à faire des études à partir d'enregistrement obtenus dans des conditions essentiellement différentes.

Une première série d'enregistrements a été obtenue à partir de sources intenses et étendues, consistant en une préparation de polonium déposée sur une lame d'argent. De plus, ces sources étaient placées à l'extérieur de la chambre d'ionisation et le faisceau des particules était délimité par des écrans métalliques. De cette manière, l'angle solide sous lequel était recueillie l'émission était très faible, de l'ordre de $1/100$ de la totalité de la sphère,

soit $\frac{4\pi}{100}$. Ces enregistrements sont du type que nous

schématiserons par la désignation : enregistrement par sources intenses et faible angle solide. De plus ces enregistrements étaient obtenus sur des films se déroulant à la vitesse de 40 mm. à la seconde, sauf un seul dont la qualité est d'ailleurs tout à fait exceptionnelle, qui a été obtenue avec une vitesse de déroulement de 120 mm. à la seconde, donc trois fois plus grande que pour les autres. La durée des enregistrements était de l'ordre de 30 à 45 minutes et ces enregistrements comportaient de 7.000 à 14.000 émissions alpha, suivant les cas. Notons d'ailleurs dès maintenant que la vitesse de déroulement avait une grosse importance du point de vue du pouvoir de résolution du dispositif d'enregistrement comme nous le verrons plus loin.

La seconde série d'enregistrement a été obtenue à partir de sources faibles, consistant en des grains radioactifs portés à l'extrémité d'un fil d'argent, de $1/100$ de mm. de diamètre. Ces grains étaient obtenus simplement par contact du fil d'argent sur une lame portant une préparation de polonium. On obtenait ainsi des sources peu intenses, comportant un nombre de l'ordre de 10^7 atomes de polonium. L'émission des particules alpha se faisait alors sous

un grand angle solide très voisin de 4π car le fil d'argent était placé au centre de la chambre d'ionisation de forme sphérique. De cette façon, on peut dire qu'à peu près la totalité du rayonnement alpha était recueillie. Ces enregistrements étaient donc du type : source faible et grand angle solide. La vitesse de déroulement des films était de 40 mm. ou de 60 mm. à la minute, et la durée des enregistrements étaient de plusieurs heures, 10 à 20 heures suivant les cas. Quant au nombre des particules enregistrées, il n'a pas dépassé 4.500 et a été plus généralement de l'ordre de 2.000. D'ailleurs, les enregistrements de ce type étaient extrêmement difficiles à obtenir car, étant donnée la durée des expériences, il y avait de nombreuses causes de perturbations possibles, aussi pratiquement on n'a pu réaliser que trois enregistrements présentant toutes les garanties nécessaires de sécurité pour les résultats : deux d'entre eux comportaient respectivement 1.800 et 2.200 émissions, et le troisième 4.500.

Sur ces deux types d'enregistrements nous allons discuter maintenant les diverses causes de perturbations susceptibles de troubler les résultats. Si nous mettons évidemment à part les accidents provenant de l'amplificateur proportionnel, il y a deux grandes causes d'erreur possibles. La première provient de la pollution de la chambre d'ionisation. Les chambres utilisées étaient soigneusement nettoyées, et la pollution mesurée avant et après les enregistrements. Les chambres utilisées n'ont jamais eu des pollutions supérieures à 4 ou 5 émissions à l'heure.

Dans le cas des enregistrements avec source intense, nous voyons donc que la pollution était tout à fait négligeables, puisque la durée d'enregistrement était de 30 à 45 minutes, et ceci pour un nombre d'émissions alpha de l'ordre de 10.000.

Dans le cas des enregistrements à cadence lente, il n'en était pas de même car ces enregistrements duraient comme nous l'avons indiqué de 10 à 20 heures. La pollution

atteint alors 2,5 % du nombre des émissions alpha. Cependant, nous allons voir maintenant comment va jouer cette influence.

La seconde cause d'erreur provient du pouvoir séparateur limité du dispositif d'enregistrement. Dans le cas des enregistrements du premier type (sources intenses, faible angle solide) le pouvoir séparateur était conditionné par la vitesse de déroulement des films. En effet, si nous considérons les films se déroulant à la vitesse de 40 mm. à la seconde, le plus petit intervalle mesurable était de 15/100 de mm. Un tel intervalle correspondait aux 2/100 de l'intervalle moyen environ. Par suite, nous voyons que le nombre des intervalles qui nous échappaient était de 2.3 %, d'après la loi exponentielle de distribution de ces intervalles.

Dans le cas de l'enregistrement obtenu avec une vitesse de déroulement de 120 mm. à la seconde, le nombre des intervalles qui échappaient était de l'ordre de 0,5 % seulement, au maximum. Donc, dans les deux cas et pour ce type d'enregistrement, nous pouvons dire que pratiquement cette cause d'erreur est négligeable, principalement d'ailleurs dans le cas de l'enregistrement obtenu à la vitesse de déroulement de 120 mm. par seconde.

Dans le cas des enregistrements du second type (source faible et grand angle solide) le nombre des intervalles qui échappaient était encore de 2.3 %. Or, la pollution est précisément de 2.5 %. Par suite les émissions de pollution introduisaient des émissions étrangères qui pouvaient compenser au point de vue du nombre total exactement le nombre des émissions alpha non enregistrées. Par suite, le nombre total des intervalles enregistrés doit être considéré comme un nombre exact. Seuls, évidemment, certains intervalles auront des longueurs perturbées, mais leur nombre sera très restreint. Donc, en définitive, pour ce type d'enregistrement encore, le pouvoir séparateur du dispositif enregistreur peut être considéré comme excellent. Or ce pouvoir séparateur peut avoir une répercussion très

sensible sur les résultats des confrontations entre théories et expériences. En effet la grandeur du pouvoir séparateur conditionne la précision de la détermination de la seule constante qui apparaisse dans la loi théorique de distribution des intervalles, c'est-à-dire l'intervalle moyen t_0 de chaque enregistrement.

L'intervalle moyen t_0 est calculé pratiquement par le quotient de la durée totale de l'enregistrement par le nombre des intervalles enregistrés. Désignons par N_0 ce nombre et par Θ la durée totale d'enregistrement. Remarquons que cette durée totale Θ ne correspond généralement pas exactement au temps qui s'écoule entre la première et la dernière émission enregistrée. En effet, l'instant où le dispositif d'enregistrement entre en fonction ne correspond à peu près sûrement pas à l'instant exact où une émission a lieu, et de la même manière il est à peu près certain que l'instant où l'on arrête le dispositif d'enregistrement ne correspond pas à l'instant où se fait une émission. Donc, si nous appelons Θ_1 la durée comprise entre la première et la dernière émission, le temps Θ est supérieur à Θ_1 . Il est évident que pour le calcul de t_0 nous devons prendre Θ et non Θ_1 , car Θ est le temps pendant lequel on peut enregistrer des émissions. D'ailleurs, il est bon de noter que la différence $\Theta - \Theta_1$ est en général assez faible et l'erreur qui pourrait résulter dans le calcul de t_0 en prenant Θ_1 au lieu de Θ est généralement très en-dessous des autres erreurs possibles. Donc l'intervalle moyen t_0 sera donné par :

$$(1) \quad t_0 = \frac{\Theta}{N_0} = \frac{1}{\beta}$$

Or, toute erreur sur N_0 influe également sur t_0 . Nous avons vu que dans les cas les plus défavorables des enregistrements du premier type l'erreur sur N_0 est de 2,5 % au maximum et même 0,5 % seulement dans le cas de l'enregistrement obtenu avec la vitesse de 120 mm. à la seconde, donc sur t_0 l'erreur est du même ordre de grandeur. Dans le cas des enregistrements du second type nous avons

vu que le nombre des émissions de pollution dues à la chambre compensait exactement le nombre des émissions alpha non enregistrées. Par suite, nous pouvons considérer que le nombre N_0 des émissions enregistrées, et qui comprend nécessairement les émissions alpha et les émissions de pollution, doit être sensiblement celui que l'on aurait dans le cas d'une chambre non polluée, mais avec un enregistrement de la totalité des émissions de la source. Donc, comme nous le notions précédemment, le nombre N_0 doit être à peu près le nombre exact qui devrait intervenir dans le calcul de t_0 . Seuls certains intervalles auraient des longueurs perturbées, or ceci est à peu près sans aucune influence sur la durée Θ .

Pour conclure, nous pouvons considérer que la détermination de la constante t_0 est faite dans tous les cas avec une précision excellente et que, par suite, elle ne pourra être incriminée pour les désaccords qui pourront être notés entre les observations et la théorie. Cette constatation est importante car jusqu'ici les études qui ont pu être faites avaient à la base l'erreur fondamentale existant sur l'intervalle moyen t_0 et ceci en raison du pouvoir de résolution tout à fait insuffisant des dispositifs d'enregistrements automatiques, et à plus forte raison quand les comptages se faisaient par des méthodes visuelles. Les enregistrements mis à notre disposition par M. Thibaud présentent donc un caractère de perfection qui nous permettra de nous appuyer avec confiance sur les résultats expérimentaux obtenus pour les déductions que nous aurons à en tirer au point de vue statistique.

CHAPITRE III

Etudes de la distribution des intervalles entre émissions alpha

(Travaux de l'Institut de Physique Atomique de Lyon)

Les enregistrements automatiques obtenus par M. J. Thibaud comme nous venons de le montrer, ont pu servir de bases solides à plusieurs études récentes sur les émissions de particules alpha de polonium.

Il a été possible, en effet, de reprendre avec une très grande sécurité, quant au matériel expérimental, les études déjà faites, et surtout, en entreprendre de nouvelles à partir de critères théoriques nouveaux, plus sensibles aux divergences possibles entre observations et théories.

Done, parallèlement à nos recherches, et en se plaçant à des points de vue peut-être un peu différents, M. J. Thibaud et M. Ferber ⁽¹⁷⁾ ont principalement recherché les effets possibles de la contagion entre émissions alors que nous-même nous étudions principalement les effets possibles dans le déroulement dans le temps pour les émissions.

Indiquons d'ailleurs, dès maintenant, que ces deux séries de recherches, de M. J. Thibaud, de M. Ferber, et les nôtres, ne sont très probablement pas étrangères les unes

aux autres, et il nous paraît même comme nous l'exposons en conclusion de ce travail, que les effets de contagion entre émissions ne sont pas sans influence sur les phénomènes que nous avons observés dans le temps.

Nous allons donc donner tout d'abord un résumé des diverses méthodes appliquées par MM. J. Thibaud et M. Ferber, et des résultats importants obtenus par ces auteurs.

M. Thibaud ⁽¹⁶⁾ a repris l'étude des intervalles entre émissions par la méthode de Marsden-Barratt. Pour cela, il a été fait une représentation semi-logarithmique de la loi exponentielle de distribution des intervalles et en considérant la probabilité $P(t)$ des intervalles supérieur à un intervalle t .

On sait que :

$$P(t) = e^{-\frac{t}{t_0}}$$

si t_0 est l'intervalle moyen de l'ensemble des N_0 intervalles étudiés. Par suite, le nombre des intervalles supérieurs à la valeur t est :

$$N_0 P(t) = N_0 e^{-\frac{t}{t_0}}$$

d'où la formule logarithmique déjà utilisée par M. Curie ⁽⁷⁾

$$(33) \quad \text{Log } N_0 P(t) = \text{Log } N_0 - \frac{t}{t_0}$$

Théoriquement on devrait donc avoir une droite en fonction de t . Or, dans la confrontation avec les observations, M. Thibaud ⁽¹⁶⁾ a noté plusieurs caractères anormaux.

Tout d'abord, la courbe moyenne correspondant à (33) n'est pas rigoureusement une droite ; elle présente une courbure continue. D'autre part, les points expérimentaux se présentent suivant une série d'arceaux successifs.

Ensuite, M. J. Thibaud a construit la courbe des écarts

$$(34) \quad F(t) = N' - N_0 P(t)$$

N' étant le nombre observé des intervalles supérieurs à la valeur t . Or, *a priori* il semble que ces écarts doivent être considérés comme gaussiens, par suite, les écarts observés doivent être de l'ordre de grandeur de l'écart type :

$$(35) \quad \sigma = \sqrt{N_0 \bar{e}^{\frac{t}{t_0}} \left(1 - \bar{e}^{\frac{t}{t_0}} \right)}$$

La formule (35) nous permet donc de tracer la courbe représentant σ en fonction de t . Cette courbe passe par un maximum pour :

$$\bar{e}^{\frac{t}{t_0}} = \frac{1}{2}$$

c'est-à-dire pour :

$$(36) \quad t_m = 0,693 t_0$$

Donc les courbes $F(t)$ doivent théoriquement présenter un maximum correspondant à la valeur de t donnée par (36). Or, en fait M. Thibaud a obtenu des courbes d'écarts présentant une série de maxima et de minima. De plus, les écarts $F(t)$ peuvent être jusqu'à 30 % supérieurs à la valeur statistique prévisible. En outre, en considérant les courbes $F'(t)$, courbes dérivées des courbes $F(t)$, les écarts obtenus correspondent alors à :

$$(37) \quad N_0 \bar{e}^{\frac{t}{t_0}} - N_0 \bar{e}^{\frac{t_1}{t_0}} - (N' - N'_1) = F'(t)$$

c'est-à-dire les écarts entre la valeur théorique du nombre des intervalles compris entre les valeurs t et t_1 des intervalles, et les valeurs observées. Or, pour de telles courbes, la valeur des écarts observés dépasse parfois 3 à 4 fois la valeur de l'écart probable.

Dans ces résultats, deux faits ont paru anormaux à M. Thibaud : l'ordre de grandeur et la répétition périodique de ces écarts.

Ces faits concernaient des enregistrement relatifs à des sources intenses émettant sous faible angle solide. En étudiant des enregistrement du second type, source faible et angle solide voisin de 4π , ces divergences paraissent encore s'accroître, et ceci a conduit M. Thibaud à étudier plus particulièrement de telles sources faibles.

Ces études ont été poursuivies en particulier à partir d'une méthode nouvelle développée par M. Ferber ⁽¹⁸⁾. Cette méthode fait appel à la notion de « structure d'ordre » d'une série statistique. De plus, comme la méthode Bateman-Poisson, elle est une méthode de décomposition. Cependant, alors que dans la méthode de Poisson on fait intervenir des intervalles de temps égaux contenant des nombres variables d'intervalles, dans la méthode de M. Ferber, on considère des nombres donnés n d'intervalles consécutifs, et par suite des éléments de longueur variable.

M. Ferber considère la loi de probabilité :

(38)

$$p_{\mu_1} = \frac{1}{n} \beta \frac{n!}{(n - y_1)! y_1!} \left(1 - e^{-\beta x_1} \right)^{n - y_1} \left(e^{-\beta x_1} \right)^{y_1} y_1$$

avec :

$$\beta = \frac{1}{\lambda}$$

La formule (38) donne donc la probabilité pour qu'une valeur x_1 d'un intervalle entre deux émissions soit la y_1^{lem} en grandeur parmi les n intervalles observés. A cette distribution correspond évidemment les moments liés soit autour de l'origine m_{μ_1} , soit autour du centre de gravité $(m_{\mu_1} : m_{\mu_1})$ de la distribution des masses qui figurent dans le plan des $x_1 y_1$: Ces moments sont μ_{μ_1} . M. Ferber fait intervenir alors le coefficient de corrélation r_{μ_1} qui, bien que sous-estimant en général la corrélation qui peut exister entre les deux variables $x_1 y_1$, n'en donne pas moins cependant une idée du degré de corrélation entre ces gran.

deurs x_i, y_i . Or, dans le cas de la distribution initiale exponentielle, M. Ferber a calculé la valeur du coefficient r_{11} qui prend une expression simple :

$$(39) \quad r_{11} = \frac{(1 - n) \sqrt{12}}{4 \sqrt{n^2 - 1}}$$

L'utilisation du coefficient r_{11} de corrélation a pour but principal de caractériser par un seul coefficient la décomposition en groupes de n intervalles, plutôt que de caractériser la mesure de la corrélation qui peut exister entre le rang et la grandeur d'un intervalle pris dans un tel groupe de n . De plus, outre le coefficient de corrélation r_{11} , il est nécessaire de calculer également les moments liés m_{10} ; m_{01} ; μ_{20} ; μ_{11} ; μ_{02} .

A partir de cette méthode, M. J. Thibaud et M. Ferber (17) ont pu étudier deux enregistrements appartenant chacun aux deux types dont nous avons parlé. Cette étude a porté en particulier sur l'enregistrement du premier type (source étendue et angle solide faible), obtenu avec la vitesse de déroulement de 120 mm. à la seconde, enregistrement qui, comme nous l'avons indiqué, était particulièrement soigné. L'enregistrement du second type (source faible et grand angle solide) comprenait 2.200 intervalles.

Les résultats obtenus ont conduit les auteurs à la conclusion qu'une divergence existe bien entre les deux types d'enregistrements. Dans le cas des sources faibles, il semblerait en effet que le comportement des intervalles soit différent de celui relatif aux sources intenses. Dans le cas des sources faibles, les intervalles longs paraissent en moyenne trop longs et les intervalles courts paraissent trop courts. De plus, les résultats ont également permis de penser qu'il y avait ou des suites trop longues d'intervalles courts ou longs successifs, ou alors des répétitions trop fréquentes de groupes de deux intervalles courts-longs.

Dans le cas des sources intenses, l'accord entre théorie et observations est assez bon ; cependant, M. Ferber ⁽¹⁸⁾ a pu se demander dans ce cas, s'il n'y avait pas de compensations qui se produiraient, compensations qui précisément fourniraient un accord général satisfaisant. En effet, il semblerait que l'on a des intervalles alternativement trop courts et trop longs, ce qui conduirait bien à un résultat d'ensemble satisfaisant.

Donc, l'étude qui a été faite par M. J. Thibaud et M. Ferber permet de penser que le comportement des intervalles n'est pas un comportement normal, en ce sens qu'il y a certaines divergences entre théorie et observations qui peuvent conduire à mettre en doute l'hypothèse fondamentale de la dépendance.

Nous-même nous avons étudié en collaboration avec M. Armand ⁽²⁰⁾, et par une voie différente, la distribution des intervalles. Paus cela, nous nous sommes appuyés sur une théorie due initialement à V. Bortkiewicz ⁽²¹⁾ sur les valeurs extrêmes d'une distribution quelconque $f(x)$. Nous avons étudié les plus grandes valeurs des séries de n intervalles consécutifs pris parmi les N d'un enregistrement, en nous basant sur la distribution limite, correspondant à n infini. Ceci était possible du fait même que les valeurs de n choisies étaient de l'ordre de 100. Ainsi, nous obtenions k observations de valeurs extrêmes, ou 1^{re}, 2^e, 3^e valeur.

La comparaison entre théorie et observations se faisait par l'intermédiaire des moments et des courbes de probabilité totale et fréquence totale. La méthode ne présente pas une sensibilité extrême aux phénomènes susceptibles de se produire, puisque nous n'étudions à peu près uniquement que les intervalles les plus grands. Cependant, dans une certaine mesure, la loi de distribution des intervalles extrêmes reflète quelque peu les effets qui peuvent exister dans la distribution initiale exponentielle des intervalles.

Des résultats obtenus avec M. Armand, nous avons pu cependant tirer quelques conclusions qui viennent en quelque sorte confirmer les résultats de MM. J. Thibaud et

M. Ferber ⁽¹⁷⁾. Il apparaît bien, en effet, que certains intervalles extrêmes soient anormaux par leur grandeur. De plus, les courbes de fréquence totale permettent de soupçonner l'existence de compensations qui ont été également relevées par M. Ferber ⁽¹⁸⁾. Enfin, dans une étude très récente, M. Ferber ⁽²²⁾ a pu envisager un mode de détermination du degré de dépendance des désintégrations des atomes les uns sur les autres. L'étude a été faite à partir d'une méthode due à M. Eyraud ⁽²³⁾, et ceci uniquement sur des enregistrements du second type, c'est-à-dire obtenus avec un grain radioactif émettant dans 4π .

Cette méthode consiste à opérer un classement des intervalles d'après leurs déciles observés. On considère, pour chaque intervalle appartenant à un des déciles $a, b, \dots, k$, l'intervalle qui le suit, et son propre classement du point de vue décile. Par suite les r intervalles d'un décile permettent d'obtenir une suite de r intervalles qui sont les r intervalles suivant ceux du décile considéré. Ces r intervalles doivent théoriquement reproduire la distribution distribution totale $1 - e^{-\beta x}$, puisque la distribution initiale des intervalles est $\beta e^{-\beta x}$, β , étant l'inverse de l'espérance mathématique. De plus, si l'on considère un intervalle appartenant à un décile x qui est suivi d'un intervalle appartenant à un décile y , le nombre des intervalles doit se tenir entre des limites théoriquement prévisibles. Or, les observations faites par M. Ferber donnent ce résultat remarquable que certaines classes d'intervalles, et plus précisément les intervalles appartenant aux déciles e, g et i , paraissent être suivis très nettement de préférence par de grands intervalles. Au contraire les intervalles correspondant aux déciles f paraissent être plutôt suivis d'un nombre trop élevé de désintégrations.

D'une façon plus générale également il semble bien que les intervalles plus petits que la médiane perturbent les intervalles grands qui les suivent, et inversement d'ailleurs les intervalles petits sont perturbés par les grands qui les précèdent.

Devant ces irrégularités, M. Ferber a essayé de calculer des courbes théoriques s'adaptant mieux aux courbes de fréquence observées. Pour cela il opère par un développement en séries de fonctions orthogonales par les polynômes :

$$(40) \quad L_n(x) = e^{\beta x} \left(\frac{d}{dx} \right)^n \left(e^{-\beta x} x^n \right)$$

Par ce procédé cet auteur a pu obtenir un ajustement très satisfaisant, et en particulier dans le cas des déciles *e*, *g*, *i*, il est arrivé à un type de courbe unique, qui pouvait permettre de penser que cela correspondait à une réalité physique.

Donc, de ces derniers travaux, il ressort qu'il existe bien une influence de phénomènes anormaux provoqués par la contagion.

Evidemment, les effets de la contagion sont faibles ; aussi il est normal que les méthodes classiques utilisées jusque-là n'aient pas donné de résultats positifs. Les effets décelés peuvent être considérés ainsi que nous le signalions précédemment comme des effets de second ordre, mais il semble bien maintenant que l'on ne puisse plus les mettre en doute.

Il apparaît donc que les intervalles entre émissions n'ont pas un comportement rigoureusement conforme à la loi de distribution exponentielle, tout au moins avec cette loi en tant que conséquence de l'hypothèse fondamentale de l'indépendance entre les émissions.

L'accord est bien, en moyenne, à peu près satisfaisant, mais il existe cependant trop de points de divergences nettement accusés pour qu'on ne puisse pas être tenté de penser précisément à des compensations amenant un accord acceptable en moyenne.

CHAPITRE IV

Méthode d'étude du rythme dans les émissions de particules alpha

Les recherches poursuivies par M. J. Thibaud et M. Ferber ont eu principalement pour objet l'étude des phénomènes de contagion entre les émissions de particules alpha.

Cependant, comme nous l'avons rappelé précédemment, M. Thibaud ⁽¹⁶⁾ posait la question du caractère systématique ou non des divergences observées dans une première série de recherches, entre les courbes de fréquence totale et de probabilité totale dans le cas de la distribution initiale exponentielle des intervalles entre émissions.

Sur les conseils de M. J. Thibaud nous avons poursuivi l'étude de ces divergences et plus particulièrement des oscillations semi-périodiques relevées autour de la courbe de probabilité totale.

Nous noterons d'abord que, les oscillations relevées par M. J. Thibaud avaient un caractère plus particulier. En effet, en vue d'une confrontation entre courbes de fréquence totale et probabilité totale, les intervalles sont classés par ordre de grandeur, quel que soit l'instant où ils ont été enregistrés.

Nous avons pensé dès lors que dans le cours même du déroulement des intervalles, tels que nous les obtenions sur les enregistrements il pouvait peut-être exister outre

ces fluctuations statistiques, des fluctuations à caractère systématique. Ceci entraînait la nécessité d'étudier les intervalles entre émissions dans l'ordre même où ils étaient produits, et par suite il ne nous était plus possible d'employer les méthodes classiques Poisson-Bateman ou Marsden-Baratt, utilisées jusqu'ici.

Cependant, en étudiant les intervalles eux-mêmes des difficultés pratiques apparaissaient. En effet, les fluctuations purement statistiques, qui existaient évidemment, pouvaient avoir une importance très grande et, par conséquent, pouvaient éventuellement masquer des phénomènes systématiques. Donc, nous avons intérêt à utiliser des méthodes permettant précisément de remédier autant que possible à de telles difficultés. Pour cette raison nous avons été amenés à étudier non pas les intervalles eux-mêmes mais des sommes d'intervalles consécutifs. En effet, si nous considérons un temps θ pendant lequel un certain nombre d'intervalles entre émissions alpha ont été enregistrées, pendant ce temps θ donné, le nombre n des intervalles obtenus subira évidemment des fluctuations. Si maintenant nous nous fixons le nombre n des intervalles que nous désirons étudier, ce sera le temps θ nécessaire à la production de ces n intervalles qui subira des fluctuations. Par suite, nous voyons que le comportement des fluctuations existant sur la durée θ pourra dans une certaine mesure nous fournir des indications sur les phénomènes susceptibles de se produire dans les émissions de particules alpha. Appelons s_1 le temps correspondant à n intervalles consécutifs. Nous savons que l'intervalle moyen est donné par le quotient $t_1 = \frac{s_1}{n}$ de la durée de l'enregistrement de n intervalles par ce nombre n des intervalles. Cet intervalle moyen t_1 sera donc conditionné par la présence d'intervalles ayant certaines grandeurs dans les groupe de n intervalles, et c'est à partir du comportement de cet intervalle moyen t_1 que nous pourrions éventuellement tirer des conclusions sur ce que devrait être le comportement des intervalles eux-mêmes. Cette remarque nous

apparaît nécessaire, car dans la suite de ce travail nous parlerons des sommes s_i de n intervalles beaucoup plus que des valeurs t_i de l'intervalle moyen. Or, la valeur d'une somme s_i est, comme l'intervalle moyen t_i , conditionnée par la présence de certains intervalles dans les groupes de n intervalles étudiés, et c'est en ce sens que nous pourrions parler indifféremment des sommes s_i ou de l'intervalle moyen t_i .

On peut donc dire que, à partir des éléments individuels représentés par les intervalles successifs, on déduit une entité collective et c'est ensuite, à partir de cette dernière que l'on retourne à chaque individu pour juger ce qu'il devrait être. Il faut donc bien noter que cette entité collective, qui est pour nous l'intervalle moyen t_i n'impose pas la présence d'intervalles ayant une certaine grandeur dans les groupes étudiés, mais c'est exactement le processus inverses qui se produit. En effet, il est bien évident par exemple qu'une suite de grands intervalles donnera une somme s_i très grande et par suite un intervalle moyen très élevé, de même, et en sens inverse, une suite de petits intervalles. On peut encore imaginer d'autres combinaisons pour le groupement des intervalles et nous voyons que précisément suivant le comportement en grandeur des intervalles considérés dans un groupe de n intervalles nous obtiendrons certaines valeurs de sommes s_i et par suite de l'intervalle moyen t_i . Nous voyons donc qu'il y a bien identité absolue au point de vue études entre sommes s_i de n intervalles consécutifs ou intervalles moyens t_i correspondant à ces mêmes intervalles.

C'est donc à partir de ce principe, à savoir l'étude des sommes s_i de n intervalles ou de l'intervalle moyen correspondant t_i que nous avons obtenu les résultats qui vont être exposés par la suite.

§ 1. — Jusqu'ici en effet toutes les confrontations entre la théorie et l'expérience ont été basées plus ou moins directement sur l'étude des intervalles eux-mêmes, soit lorsqu'il s'agissait de confronter les observations et la théorie pour la distribution des intervalles, soit lorsqu'il a fallu

étudier la question de la dépendance même par des méthodes nouvelles telles que celles introduites par M. Ferber (17, 18, 19). Mais jusqu'ici aucune étude n'avait porté sur des phénomènes pouvant apparaître non plus de manière en quelque sorte instantanée, mais au contraire à longue échéance, donc sur des phénomènes plutôt à caractère « séculaire ».

Pour différencier les fluctuations d'origine purement statistique, des fluctuations pouvant avoir une origine systématique, nous avons désigné ces dernières par le terme plus particulier d'« oscillations », sans qu'il soit pour cela nécessaire *a priori* de supposer des oscillations à caractère purement périodique ou même plus précisément sinusoïdales.

Admettant donc que les oscillations susceptibles de se produire devaient avoir un caractère plutôt « séculaire », nous avons donc voulu autant que possible éliminer les phénomènes instantanés susceptibles d'exister également. En nous basant sur le fait qu'un groupe restreint d'intervalles consécutifs reproduit dans une certaine mesure la distribution qui correspondrait à un nombre infini d'observations, nous avons donc considéré parmi les N_0 intervalles des enregistrements étudiés des groupes de n intervalles consécutifs. Il était nécessaire, dès lors, d'avoir d'une part un nombre assez grand d'observations, c'est-à-dire un nombre suffisant de sommes s_1 , et par suite de moyennes t_1 , et d'autre part de ne pas prendre des nombres n trop petits, ceci afin de réduire les fluctuations statistiques le plus possible. En effet, il est nécessaire d'insister sur le fait que nous ne pensions nullement que ces fluctuations n'existaient pas et que nous n'aurions que des oscillations. Bien au contraire, nous pensions à la superposition quasi certaine des deux phénomènes, soit avec addition, soit avec opposition, et dans ce cas il fallait nous attendre à rencontrer des difficultés pour déceler des oscillations.

Nous avons traité successivement des groupes de n égaux à 10, 50, 100, 200, 300, 500 et 1.000 intervalles con-

sécutifs. L'expérience nous a montré que les groupes de 300 intervalles étaient ceux qui répondaient le mieux aux conditions indiquées précédemment. Cependant, nous verrons que les groupes de 50 et 100 intervalles présentaient un certain intérêt, plus particulièrement lorsqu'il a fallu étudier les oscillations et la tendance périodique des courbes obtenues. Quant aux groupes de 300 intervalles, leur choix n'a pas été fait arbitrairement. Il nous est apparu en particulier dans la méthode des « écarts accumulés » que certains phénomènes paraissaient se produire sur des multiples de 300 intervalles et c'est cette constatation qui a également fixé notre choix qui *a priori* pouvait paraître quelque peu arbitraire.

Enfin, notons que nous avons étudié les sommes s_1 de préférence aux moyennes t_1 , car dans le cas des sommes nous avons pu nous livrer à des confrontations théoriques qui n'auraient pas été possibles sur les moyennes t_1 . Il est important cependant de remarquer que les oscillations qui pouvaient éventuellement se produire sur les valeurs t_1 de l'intervalle moyen étaient les mêmes qui pouvaient se produire sur les valeurs des sommes s_1 , ceci à des facteurs constants près.

§ 2. — Les méthodes utilisées ont été surtout des méthodes empiriques de covariation, car bien souvent le côté théorique des questions étudiées n'a encore pas été examiné. Néanmoins, ces méthodes empiriques donnent des résultats parfaitement bien établis sur lesquels nous avons pu nous appuyer avec certitude pour tirer des conclusions et même formuler des hypothèses. Ayant donc été amenés à étudier les sommes s_1 de n intervalles, ces nouvelles variables ainsi introduites étaient évidemment des aléatoires dont il nous était nécessaire de connaître la loi de distribution. Or, dans des recherches de M. Ferber ⁽²²⁾ cet auteur a été amené également à étudier de telles aléatoires et par suite à établir la loi théorique de distribution.

Désignons par $f(x)$ la probabilité pour qu'une grandeur x soit comprise entre x et $x + dx$.

Soit $f(x_1)$ la probabilité relative à la valeur de x_1 de la variable et $\varphi(x_2)$ la probabilité relative à la valeur x_2 de la variable. Désignons par $F(x_1)$ et $\phi(x_2)$ les probabilités totales correspondantes.

$$\text{Posons :} \quad z = x_1 + x_2$$

$$\text{ou} \quad x_2 = z - x_1$$

Calculons la probabilité d'une valeur inférieure à z de la somme z . Cette probabilité totale est :

$$(41) \quad S(z) = \int_0^z f(x_1) \phi(z - x_1) dx_1$$

la probabilité pour que la somme z soit comprise entre z et $z + dz$ sera :

$$g(z) = \frac{ds}{dz} = \int_0^z \frac{d}{dz} \phi(z - x_1) f(x_1) dx_1$$

$$(42) \quad g(z) = \int_0^z \varphi(z - x_1) f(x_1) dx_1$$

Si nous considérons la somme de deux intervalles x_1 et x_2 nous avons :

$$f(x_1) = \beta e^{-\beta x_1}$$

$$\varphi(z - x_1) = \beta e^{-\beta(z - x_1)}$$

et par suite :

$$g(z) = \int_0^z \beta^2 e^{-\beta z} dx_1 = \beta^2 e^{-\beta z} \int_0^z dx_1$$

$$(43) \quad g(z) = \beta^2 z e^{-\beta z}$$

si nous opérons relativement à trois intervalles x_1, x_2, x_3 , nous poserons :

$$x = x_1 + x_2$$

$$z = x + x_3$$

$$f(x) = \beta^2 e^{-\beta x}$$

$$\varphi(x_3) = \beta e^{-\beta(z-x)}$$

$$g(z) = \beta^3 e^{-\beta z} \int_0^z x dx$$

d'où : (44) $g(z) = \frac{1}{2} \beta^3 z^2 e^{-\beta z}$

et ainsi en opérant par récurrence nous voyons que la probabilité $g(s_1)$ d'avoir une somme de n intervalles compris entre : s_1 et $s_1 + ds_1$ est :

$$(45) \quad g(s_1) = \frac{\beta^n}{(n-1)!} e^{-\beta s_1} s_1^{n-1}$$

En posant $t_0 = \frac{1}{\beta}$ intervalle moyen de l'ensemble des

N_0 intervalles de l'enregistrement étudié.

Cette distribution est caractérisée par ces moments d'ordre m autour de l'origine, moments donnés par l'expression :

$$(46) \quad u_m = \frac{(n+m-1)(n+m-2) \dots n}{\beta^m}$$

De cette formule on tire facilement la valeur des premiers moments

$$(47) \quad u_1 = \frac{n}{\beta} = n t_0 \quad u_2 = \frac{n(n+1)}{\beta^2}$$

et l'écart quadratique moyen :

$$(48) \quad \sigma^2 = u_2 - u_1^2 = \frac{n}{\beta^2} = n t_0^2$$

§ 3. — 1^{re} Méthode

Nous avons alors pensé appliquer une première méthode d'étude que nous appellerons méthode d'écarts accumulés ⁽²⁴⁾.

En effet, les sommes s_i de n intervalles, étant des aléatoires, présentent des fluctuations autour de l'espérance mathématique u_1 donnée par la formule (47).

Dans cette méthode nous formons donc les écarts e_i qui existent entre les différentes valeurs s_i que nous obtenons dans chaque enregistrement. L'indice i en effet représente simplement de numéro d'ordre de la somme s_i de n intervalles dans la suite naturelle de ces sommes.

Nous formons donc les écarts :

$$(49) \quad \left\{ \begin{array}{l} e_1 = s_1 - u_1 \\ e_2 = s_2 - u_1 \\ \dots\dots\dots \\ e_k = s_k - u_1 \end{array} \right.$$

Nous appelons alors écarts accumulés les expressions :

$$(50) \quad \left\{ \begin{array}{l} S_1 = e_1 \\ S_2 = e_1 + e_2 \\ S_3 = e_1 + e_2 + e_3 \\ \dots\dots\dots \\ S_k = e_1 + e_2 + \dots\dots\dots + e_k \end{array} \right.$$

La somme S_k devrait être théoriquement nulle, car nous avons :

$$(51) \quad S_k = \sum_1^k s_i - k u_1$$

$$S_k = \sum_1^k s_i - k \frac{n}{\beta} = \sum_1^k s_i - \frac{N_0}{\beta}$$

puisque, dans le nombre N_0 des intervalles, nous pouvons former k groupes de n intervalles consécutifs, et la somme $\sum_1^k s_i$ représente la durée totale de l'enregistrement,

aux erreurs de mesures près. Or, précisément ces erreurs jouent un rôle assez important puisque nous mesurons les intervalles individuellement, et qu'ensuite nous les sommons ; donc les erreurs commises sur chaque intervalle s'ajoutent et par suite la somme $\sum_{i=1}^K s_i$ peut être assez dif-

férente de la durée exacte nécessaire à l'enregistrement des N_0 intervalles du film. Donc, nous devons nous attendre à ce que la somme d'écarts soit plus ou moins différente de la valeur théorique zéro.

Une fois obtenues les valeurs des sommes d'écarts S_k nous traçons les courbes représentant les valeurs de S_k en fonction du temps.

Cette méthode d'écarts accumulés pose cependant des problèmes théoriques nouveaux extrêmement complexes qui ne peuvent trouver place dans ce travail. En effet, la résolution des problèmes posés n'a pu être faite jusqu'ici, et ne peut que faire l'objet de nouvelles recherches. D'ailleurs, comme nous verrons à propos des résultats expérimentaux, les résultats obtenus par cette méthode d'écarts accumulés, s'ils méritent d'être signalés, ne peuvent permettre encore de tirer des conclusions certaines. D'ailleurs, pour les recherches exposées ici, cette méthode n'a guère permis que de penser à l'existence possible d'anomalies, sans pouvoir les préciser, et, en l'absence de critères théoriques, sans pouvoir même être tout à fait certain que nous obtenions des courbes véritablement anormales.

Cette méthode se devait d'être malgré tout mentionnée, d'autant plus que des travaux sont en cours actuellement à l'Institut de Physique Atomique, se rapportant à cette méthode, et ceci en se plaçant au point de vue, différent du nôtre, de la contagion entre les émissions de particules alpha.

Paragraphe 4

Considérons maintenant les écarts e_i eux-mêmes. Ces écarts ne suivent pas une loi de distribution symétrique gaussienne. En effet, comme la montré M. Ferber dans un

travail non publié qu'il a bien voulu nous communiquer pour nos propres travaux, cette loi est déduite de la loi de distribution des sommes s_1 , par simple changement d'origine, cette nouvelle origine étant n/β . Les moments théoriques caractéristiques de cette loi des écarts sont :

$$(52) \quad \left| \begin{array}{ll} m_1 = 0 & m_3 = \frac{2n}{\beta^3} \\ m_2 = \frac{n}{\beta^2} & m_4 = \frac{3n^2 + 6n}{\beta^4} \end{array} \right.$$

Or, si nous calculons le coefficient de Pearson

$$(53) \quad E_2 = \frac{m_4}{m_2^2}$$

dans le cas de la loi envisagée ici, nous avons pour $n = 300$

$$(54) \quad E_2 = 3 + \frac{2}{100}$$

Nous voyons donc que la distribution des écarts présente un excès très réduit sur la distribution de Gauss, mais elle permet cependant de prévoir que l'on aura une probabilité plus grande que dans la loi de Gauss d'avoir des grands écarts.

§ 5. — 2^e Méthode

La seconde méthode utilisée consiste à étudier les variations des valeurs des sommes s_1 de n intervalles consécutifs. On fait donc ainsi une sorte de représentation synthétique de la suite des intervalles par l'intermédiaire des sommes partielles s_1 de ces intervalles.

Toutes les courbes obtenues pour les divers enregistrements avaient cependant l'inconvénient grave de ne pouvoir être comparées entre elles car pour chaque enregistrement l'intervalle moyen t_0 relatif à l'ensemble des N_0 inter-

valles, était différent. Pour remédier à cet inconvénient assez gênant pour certaines études, nous avons adopté la méthode suivante. Nous prenons comme unité de mesure pour chaque enregistrement l'intervalle moyen t_0 lui-même. Ainsi les sommes s_1 sont comparables entre elles pour tous les enregistrements, puisqu'elles s'expriment en multiples, entiers ou non, d'intervalle moyen t_0 . Or, si nous reprenons la loi théorique de distribution des sommes, l'espérance mathématique en est :

$$(55) \quad u = \frac{n}{\beta} = nt_0$$

Donc, toutes les sommes s_1 sont de la forme :

$$(56) \quad s_1 = a_1 t_0$$

a_1 étant des nombres entiers ou non qui seront évidemment de l'ordre de n et, précisément les écarts

$$(57) \quad e_1 = (a_1 - n)t_0$$

sont ceux envisagés dans la première méthode d'étude.

Dans les courbes représentatives des sommes s_1 , en abscisses comme en ordonnées d'ailleurs, la convention sur l'unité de mesure sera appliquée, afin de bien rendre toutes les courbes que nous obtiendrons rigoureusement comparables entre elles.

Sur ces courbes, si nous adoptons comme axe des abscisses c'est-à-dire des temps, la droite d'ordonnée nt_0 nous mettrons par là même en évidence les écarts e_1 . Or, ceci est de grand intérêt, car il nous est possible de calculer les limites statistiques pour ces écarts e_1 de part et d'autre de l'espérance mathématique :

$$u_1 = nt_0$$

pour cela il faut revenir à la loi de distribution de ces écarts, dont l'espérance mathématique est évidemment :

$$m_1 = 0$$

et les limites sont

$$(58) \quad \pm l = \pm h \sqrt{m_2} = \pm h \frac{\sqrt{n}}{\beta}$$

h est un coefficient à déterminer à partir de la valeur de la probabilité p pour que cette limite puisse être dépassée.

Nous avons été ainsi amené à calculer différentes valeurs du coefficient h suivant que l'on imposait à p les valeurs 0,5; 0,4; 0,3; 0,2; 0,1 c'est-à-dire suivant que l'on désirait que 50, 40, 30; 20; 10 pour cent des valeurs puisse théoriquement dépasser les limites $\pm l$.

En fait, le coefficient h n'est pas unique pour une valeur p donnée car la loi de distribution des écarts est dissymétrique, par suite le coefficient prend une valeur h_1 du côté des écarts négatifs et h_2 du côté des écarts positifs.

Pour déterminer les différentes valeurs de h_1 et de h_2 pour les diverses valeurs de la probabilité p , nous avons dû procéder par une méthode graphique. La distribution des écarts n'est pas représentable par une fonction. Il a fallu procéder par développement en série de fonctions orthogonales par les polynomes d'Hermite ⁽²⁵⁾

$$(59) \quad g(x) =$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} & \left(1 - \sqrt{\frac{2}{9n}} (3x - 2x^3) + \frac{1}{4n} (4x^4 - 12x^3 + 3) \right. \\ & + \left(\frac{\sqrt{2} - 0,25}{6} \cdot \frac{1}{n^{1/2}} - \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{n^{3/2}} \right) \\ & \quad \left. - 4x^5 + 20x^3 - 15x \right) \\ & + \left(\frac{1}{6n^2} + \frac{1}{18n} \right) \left(8x^6 - 60x^4 + 90x^2 - 15 \right) \end{aligned}$$

$$\text{avec} \quad x = \frac{e_1}{\sqrt{2m_2}} = \frac{e_1 \beta}{\sqrt{2n}}$$

Les valeurs de h_1 et h_2 ont donc été déterminées en construisant la courbe correspondant à (59). Nous avons toujours pris comme valeur de h_1 et h_2 , les valeurs qui correspondent sûrement à des probabilités p au plus égales aux valeurs indiquées, 0,5 - 0,4 - 0,3 - 0,2 - 0,1. Nous sommes certains ainsi que si les observations donnent des valeurs anormales de la probabilité p , ces valeurs sont hors de doute et permettent ainsi des conclusions certaines. Le tableau 1 nous donnera des valeurs de h_1 et h_2 adoptées suivant la valeur de la probabilité :

TABLEAU I

	écarts négatifs h_1	écarts positifs h_2
0,5	0,65	0,70
0,4	0,85	0,89
0,3	1,01	1,13
0,2	1,36	1,41
0,1	1,74	1,88

De cette manière nous pourrions situer les anomalies, c'est-à-dire le pourcentage des écarts anormaux et indiquer comment ils se répartissent en grandeur.

Comme corrolaire à cette méthode, nous avons calculé la probabilité d'avoir une valeur des sommes s_1 inférieures à l'espérance mathématique w . Pour cela, il faut évaluer la probabilité totale :

$$G(s) = \int_0^s g(s) ds$$

$$(60) \quad G(s) = \frac{\beta^n}{(n-1)!} \int_0^s e^{-\beta s} s^{n-1} ds$$

Or, en intégrant nous obtenons une fonction gamma incomplète, mais cependant il est possible de calculer l'expression de $G(s)$ sous forme du développement :

$$(61) \quad G(s) = 1 - \frac{e^{-\beta s}}{(n-1)!} \left((\beta s)^{n-1} + (n-1) (\beta s)^{n-2} + (n-1)(n-2) (\beta s)^{n-3} + \dots + (n-1)! \right)$$

Le calcul direct de $G(s)$ est assez facile pour n inférieur ou égale à 10. Au-delà nous avons utilisé les tables de Pearson de fonctions gamma incomplète. Pour le cas qui nous intéressait, c'est-à-dire $n = 300$, la probabilité d'une valeur inférieure à $u_i = nt_i$ est égale à 0,5 à quelques dix millièmes près. Par suite nous devons avoir autant de valeurs inférieures à u_i que de valeurs supérieures. Or ce résultat a pu également être confronté avec les observations. Comme conséquence il est possible de calculer la probabilité d'avoir des groupes de 1, 2, 3, ..., k valeurs consécutives inférieures ou supérieures à : u_i . Appelons p la probabilité d'une valeur inférieure, et q la probabilité contraire.

Dans le cas qui nous intéresse des sommes de $n = 300$ intervalles, nous aurons les valeurs des probabilités des groupes de 1, 2, 3, k valeurs inférieures données

Comme ici nous avons $p = q = 1/2$. Ce tableau donnera en même temps les probabilités des groupes ou 1, 2, 3, k valeurs supérieures.

TABLEAU 2

Ordre du groupe dans le tableau 2.	1	2	3	4	5
Probabilité de valeurs infér.	$q^2 p$	$q^2 p^2$	$q^2 p^3$	$q^2 p^4$	$q^2 p^5$
Probabilité de valeurs supér.	$p^2 q$	$p^2 q^2$	$p^2 q^3$	$p^2 q^4$	$p^2 q^5$
Valeurs numériques	0,12498	0,06250	0,03125	0,01563	0,00781

Enfin, pour compléter cette seconde méthode nous avons étudié la répartition observée des écarts e_i et nous avons calculé les moments observés m'_1 et m'_2 pour chaque enregistrement, puis en nous appuyant sur la convention faite pour l'unité de mesure, nous avons bloqué ensemble toutes les observations d'écarts et nous avons été ainsi en possession d'un nombre plus intéressant parce que plus élevé d'observations d'écarts.

Les moments théoriques sont, rappelons-le ici :

$$m_1 = 0 \qquad m_2 = \frac{n}{\beta^2}$$

avec les limites

$$(62) \quad 0 \pm h \sqrt{\frac{n}{m}} \times \frac{1}{\beta}$$

$$\frac{n}{\beta^2} \pm h \sqrt{\frac{2n^2 + 6n}{m}} \times \frac{1}{\beta^2}$$

m étant le nombre d'observations d'écarts ; h étant le même coefficient déjà déterminé, donné par le tableau 1, et correspondant à la valeur 0,5 de la probabilité.

§ 6. — 3^e Méthode

Les deux premières méthodes, après confrontation avec l'expérience, ont permis déjà d'envisager des anomalies assez sérieuses, mais elles ne laissaient en rien préjuger malgré tout de leur nature. Pour cela il a fallu envisager une troisième méthode qui a mis en évidence par différentes voies des phénomènes d'oscillations, phénomènes qui peuvent dès lors nous permettre d'envisager une explication des anomalies décelées par les méthodes précédentes.

Cette troisième méthode s'appuie encore sur les courbes de variations des sommes s_i en fonction du temps, étant bien entendu que pour axe des temps nous avons adopté

la droite correspondant à l'ordonnée $u = nt_0$, ainsi que nous l'avions indiqué précédemment.

Les courbes envisagées, comme il fallait s'y attendre, fluctuent autour de l'axe des temps. Or, du point de vue statistique, ceci n'a rien de surprenant, puisque cela correspond aux fluctuations de l'aléatoire s , autour de son espérance mathématique. Cependant deux phénomènes ont pu être mis en évidence :

a) Quel que soit l'enregistrement étudié, nous pouvons mesurer à partir des distances entre maxima et minima, entre maxima et entre minima consécutifs, une valeur moyenne de période qui est la même pour tous les enregistrements. Ce résultat peut paraître surprenant puisque dans les enregistrements étudiés, nous en avons un groupe de 4 qui a été pris dans des conditions physiques bien différentes du second groupe de 3 étudié.

b) Nous avons pu également chiffrer une hauteur moyenne des maxima et minima, les hauteurs étant mesurées à partir de l'axe des temps et là encore pour tous les enregistrements nous avons encore obtenu une même valeur, qui, comme pour la période, est exprimée suivant la convention faite, en nombre de fois l'intervalle moyen t_0 de chaque enregistrement.

Donc, si les fluctuations autour de l'espérance mathématique sont prévisibles du point de vue statistique, une chose ne l'est pas : c'est le caractère systématique de la période et de l'amplitude moyenne pour toutes les études faites, et c'est ceci qui a retenu particulièrement notre attention.

Le fait que nous ayons pu ainsi mesurer une période moyenne et une hauteur moyenne nous a conduit à étudier le degré de parenté entre les courbes obtenues.

Pour cela, il a fallu avoir recours aux méthodes de covariation et calculer les indices de Fechner-March. Ces coefficients sont de deux natures. En effet on peut faire intervenir les écarts entre les différentes valeurs s , des sommes et la valeur théorique : $u = nt_0$.

Ces écarts positifs ou négatifs conduisent à évaluer les deux coefficients i et k suivant que l'on ne considère que les signes des écarts et si au contraire on fait intervenir la valeur absolue de ces écarts.

Ces coefficients varient entre -1 et $+1$, -1 correspondant à une discordance totale entre les courbes comparées, la valeur zéro correspondant à une indifférence et $+1$ à la concordance totale. Il convient cependant de noter que ces coefficients n'ont pas un caractère absolu, mais peuvent malgré tout donner des indications précieuses, surtout si, comme dans notre étude, nous avons d'autres critères qui peuvent déjà faire penser à la parenté entre les courbes. De plus, ces coefficients viendront alors peut-être renforcer les résultats obtenus précédemment sur les oscillations, car il est bien entendu que si les courbes représentatives des sommes s_1 sont des courbes à tendances périodiques, avec des périodes identiques, on doit s'attendre à une parenté assez marquée, bien que masquée peut-être par les fluctuations statistiques qui ne sont certainement pas éliminées totalement.

D'ailleurs, il existe une seconde série de coefficients i' , k' , k'' qui font alors intervenir les écarts entre deux valeurs consécutives s_1 et $s_1 + 1$ des sommes ; i' et k' , comme i et k font intervenir soit uniquement les signes des écarts, soit en plus leurs valeurs absolues. Le coefficient k'' ne diffère de k' que par l'emploi des valeurs absolues de ces écarts : dans k' on fait intervenir la moyenne géométrique des écarts, alors que dans k'' on fait intervenir la demi-somme des moyennes quadratiques de ces écarts. Comme i et k , i' et k' , k'' varient entre -1 et $+1$.

Ce deuxième système de coefficients de covariations a l'avantage de traduire peut-être mieux la parenté puisqu'ils font intervenir en quelque sorte la structure intime des courbes. Les coefficients i et k en effet ne se préoccupent que du fait que les valeurs s_1 sont supérieures ou inférieures à leur espérance mathématique u et il y a concordance chaque fois que dans la comparaison de deux courbes nous aurons deux écarts de mêmes signes et discor-

dance dans le cas opposé. Mais ceci ne fait pas entrer en ligne de compte le comportement de deux valeurs s_i et s_{i+1} consécutives l'une par rapport à l'autre. Or, précisément les coefficients i' , k' et k'' jouent ce rôle, et ceci présentent un certain intérêt, car ces coefficients tiennent compte par suite des fluctuations des courbes ; donc ils font intervenir le caractère oscillant de ces courbes. En effet, dans le cas des coefficients i et k , nous pouvons avoir concordance pour deux valeurs s_i et s_{i+1} consécutives, c'est-à-dire si les écarts de s_i et s_{i+1} par rapport à u sont de mêmes signes, alors même que sur l'une des courbes l'écart $s_i - s_{i+1}$ est positif et au contraire négatif sur l'autre, ce qui correspond à une discordance dans le calcul de i' . Cette différence entre ces deux séries de coefficients est essentielle, et par suite ces coefficients se complètent les uns les autres.

Cette troisième méthode possède un caractère empirique beaucoup plus marqué que les deux précédentes, mais cependant elle nous a permis malgré tout d'obtenir des résultats hors de doute, d'autant plus que nous avons pu, par les premières méthodes utilisées déceler des anomalies certaines qu'il fallait essayer d'expliquer. D'ailleurs, cette méthode empirique d'étude a été envisagée par nous seulement en raison de l'existence de phénomènes anormaux dans le comportement des sommes.

Donc, nous pensons qu'une telle méthode d'étude, malgré son caractère empirique présente cependant des garanties de sécurité. D'ailleurs, le fait que les divers critères relatifs à cette méthode donnent des résultats concordants, vient encore confirmer la confiance que nous avons dans les résultats obtenus.

§ 7. — 4^e Méthode

Pour apporter une nouvelle preuve de la nature périodique des phénomènes étudiés, nous avons procédé à une analyse des valeurs t_i de l'intervalle moyen par une mé-

thode appliquée par exemple en météorologie. Cette méthode ⁽²⁶⁾ permet de mettre en évidence si le phénomène est effectivement un phénomène oscillatoire et elle permet de donner à la période une valeur assez précise.

Nous avons obtenu les suites de valeurs $t_1, t_2, \dots, t_k$ de l'intervalle moyen, et d'autre part nous avons déterminé l'ordre de grandeur de la période des oscillations par les distances entre maxima et minima consécutifs avec la convention faite pour les unités de mesures, cette période, comme nous l'indiquerons dans l'exposé des résultats expérimentaux, a pour valeur 1.000 t_0 .

Nous considérons dès lors des valeurs t_i de l'intervalle moyen de telle manière que la période essayée soit p fois la distance entre deux valeurs t_i et t_{i+1} consécutives de l'intervalle moyen.

Nous formons alors le tableau des valeurs de l'intervalle moyen

$$(63) \quad \begin{array}{ccccccc} & t_1 & t_2 & \dots & t_p & & \\ t & t_{p+1} & t_{p+2} & \dots & t_{2p} & & \\ & \dots & \dots & \dots & \dots & & \\ & \theta_1 & \theta_2 & \dots & \theta_p & & \end{array}$$

Si le phénomène périodique existe, les oscillations se retrouvent sur chaque groupe de p valeurs de l'intervalle moyen. Si ensuite nous faisons les moyennes : $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_p$ des p colonnes verticales, les oscillations se reproduisent sur ces valeurs.

Si la période d'essai est différente de la période vraie, les oscillations s'effacent partiellement ou en totalité sur les valeurs. D'autre part, plus on se rapproche de la période vraie, plus les oscillations sur les θ_i sont importantes. Enfin, si le phénomène n'est pas périodique il n'apparaît rien sur les θ_i , qui fluctuent d'une manière désordonnée, ou même ne fluctuent absolument pas. Donc par ce procédé nous apportons une preuve décisive de l'existence ou de la non existence des oscillations.

CHAPITRE V

Résultats expérimentaux

L'exposé des méthodes étant fait, nous examinerons maintenant successivement les résultats expérimentaux correspondant à chacune de ces méthodes.

§ 1. — 1^{re} Méthode

Comme nous l'avons indiqué dans l'exposé du principe de la méthode, nous avons construit les courbes traduisant les variations des sommes d'écarts S_k en fonction du temps. Nous avons obtenu ainsi les courbes relatives aux 7 enregistrements étudiés (fig. 1 à 7).

Ces enregistrements, que nous noterons $B_1, B_2, B_3, B_4, B_5, B_6, B_7$, pour la commodité de l'exposé, appartiennent respectivement : B_1, B_2, B_3, B_4 , au premier type indiqué précédemment, à savoir : source intense et petit angle solide, et B_5, B_6, B_7 , au second type, à savoir : source faible et angle solide voisin de 4π .

Les enregistrements du premier type contenaient respectivement 10.200, 8.400, 7.200, 14.100 intervalles. Ceux du second type 2.200, 1.800 et 4.500 intervalles.

Dans tous les cas nous avons formé les sommes s_1 de 300 intervalles consécutifs à partir du premier intervalle de chaque enregistrement. D'autre part, nous avons tenu compte de la convention faite pour l'unité de mesure pour évaluer les sommes s_1 . Par suite les écarts entre les som-

mes s_1 et l'espérance mathématique u_1 de la loi de distribution des sommes sont données par la formule :

$$(5) \quad \begin{aligned} e_1 &= s_1 - u_1 \\ e_1 &= s_1 - 300 \end{aligned}$$

En effet, comme dans chaque cas l'unité de mesure est l'intervalle moyen t_0 relatif à l'ensemble de chaque enregistrement, l'espérance mathématique s'exprime dans tous les cas avec cette convention par la formule :

$$u_1 = 300$$

puisque, comme nous l'avons vu précédemment, la loi de distribution des sommes de $n = 300$ intervalles a pour espérance mathématique :

$$(3) \quad u_1 = nt_0 = 300 t_0$$

Donc déjà pour ces courbes d'écarts accumulés, comme pour les courbes qui ont été utilisées pour la détermination de la période des oscillations, nous pouvons, avec cette convention d'unité, comparer entre elles toutes les courbes d'écarts accumulés.

Ces remarques préliminaires étant faites nous allons étudier successivement les courbes obtenues.

Ces sept courbes ont toutes un caractère commun : en effet, contrairement à ce que l'on pouvait attendre théoriquement, ces courbes ne sont nullement des courbes oscillant autour de l'axe des écarts nuls avec un rythme rapide. Cette première constatation nous conduit à penser que les écarts ne se présentent pas d'une façon quelconque dans leur déroulement dans le temps. Il y a accumulation d'écarts de même signe dans un sens ou dans l'autre.

Nous pouvons d'ailleurs faire des rapprochements entre les diverses courbes obtenues.

Les courbes 4 et 5 sont relatives aux deux enregistrements B_1 et B_2 de 14.000 et 2.200 intervalles, obtenus dans des conditions très différentes du point de vue de l'intensité des sources utilisées et des angles solides. Malgré des divergences dans le mode d'obtention, nous avons deux

courbes de types absolument comparables. En effet, pour ces deux courbes pendant environ la première moitié de l'enregistrement il y a prédominance des écarts négatifs, puis pendant la seconde moitié il y a prédominance des écarts positifs. Pendant cette dernière moitié nous revenons à l'axe des écarts nuls ainsi qu'il est normal comme nous l'avons exposé dans le principe de la méthode.

La courbe 2 marquerait une tendance un peu analogue à celle observée pour les courbes précédentes 4 et 5. En effet, cette courbe a tendance à se tenir plutôt du côté des écarts négatifs et même pendant le premier tiers de la durée totale de cet enregistrement l'influence des écarts négatifs est très nette, comme pour les courbes 4 et 5 ; par la suite, il y a une sorte d'équilibre des influences des écarts des deux sens, mais cependant la prédominance légère des écarts négatifs paraît bien marquée encore.

La courbe 1 nous permet une constatation analogue mais en quelques sorte en sens inverse, car cette courbe des écarts accumulés se tient au-dessus de l'axe des écarts nuls, donc dans ce cas il y a bien influence des écarts positifs. Il y a bien lieu de noter, vers le milieu de l'enregistrement une première tendance au retour à l'axe des écarts nuls, ce qui indique une prédominance des écarts négatifs, mais ce fait ne dure pas, car, avec même plus de force que dans la première partie la courbe repart nettement du côté des écarts positifs. Le retour à l'axe des écarts nuls attendu pour la fin de l'enregistrement s'effectue bien, mais très rapidement, ce qui indique la présence d'écarts négatifs peu nombreux mais de grandeur importante.

Les courbes 3 et 6 marqueraient comme la courbe 1 une prédominance des écarts positifs, mais avec la différence qu'au départ les courbes tendent d'abord à s'éloigner du côté des écarts négatifs, pendant environ $1/3$ de la durée totale des enregistrements correspondants à ces courbes, puis nous retrouvons les courbes situées nettement du côté des écarts positifs, avec un retour vers la fin de l'enregistrement à l'axe des écarts nuls.

Enfin, la courbe 7 marque aussi une prédominance des écarts positifs, malgré un passage d'ailleurs assez rapide par une prédominance des écarts négatifs peu nombreux mais importants, ce qui indique ce fléchissement rapide de la courbe du côté des écarts négatifs, avec ensuite retour à la prédominance nette des écarts positifs.

De cet examen détaillé il se dégage deux grands types de courbes : les unes (2, 4, 5) pour lesquels les écarts négatifs ont nettement une influence plus grande, principalement à partir du début jusqu'au moins aux deux tiers des courbes. Les autres (1, 3, 6, 7) qui au contraire marquent nettement une influence prédominante pour les écarts positifs.

L'examen de ces courbes, comme nous l'avons déjà indiqué, ne peut malgré tout rien donner de très fondé quant à l'existence certaine, et encore moins quant à la nature des anomalies qui peuvent exister dans les phénomènes d'émission de particules alpha. Le problème théorique que posent ces courbes n'a pas encore été résolu, et ceci empêche évidemment toute appréciation quantitative.

Cependant, bien que nous n'ayons là qu'une impression qui n'est peut-être que visuelle, il nous a paru un peu surprenant de voir des courbes d'écarts accumulés présentant des tendances aussi marquées à se placer d'un même côté de l'axe des écarts, tantôt du côté des écarts positifs, tantôt du côté des écarts négatifs.

Nous ne voulons pas insister sur ces caractères, qui, nous le répétons, ne sont peut-être que des impressions visuelles, et qui ne marqueront peut-être pas un désaccord avec ce que nous donnera la théorie actuellement à l'étude à l'Institut de Physique Atomique. Mais nous avons voulu cependant signaler ces résultats, même s'ils n'étaient pas la conséquence d'un comportement anormal des intervalles entre émissions radioactives.

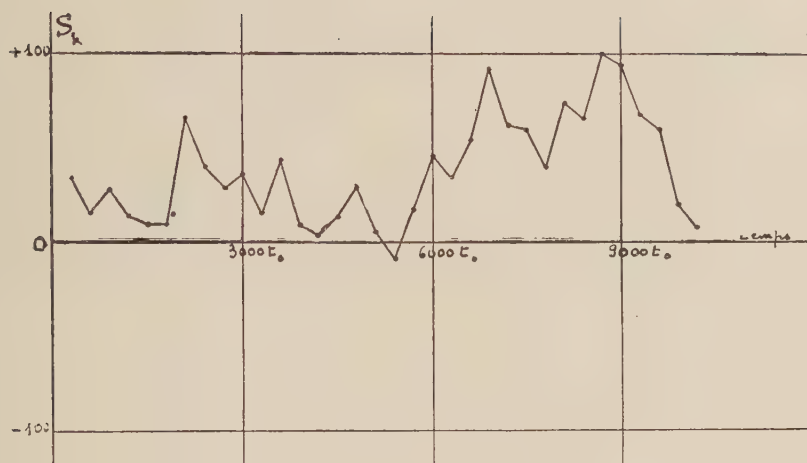


FIGURE 1
Courbes d'écarts accumulés enregistrement B₁

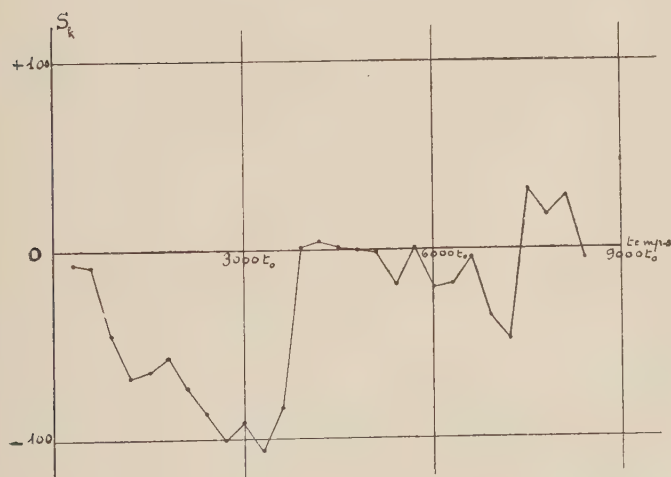


FIGURE 2
Courbe d'écarts accumulés enregistrement B₂

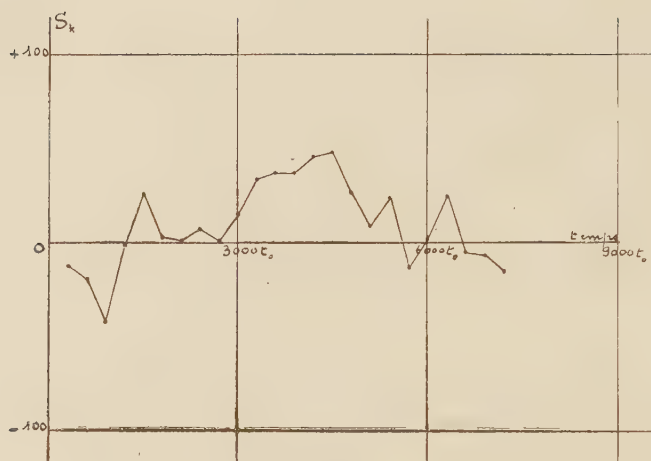


FIGURE 3
Courbe d'écarts accumulés enregistrement B₃



FIGURE 4
Courbe d'écarts accumulés enregistrement B₄

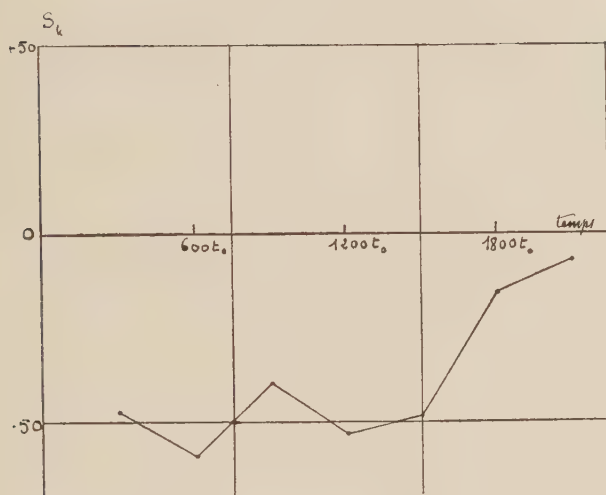


FIGURE 5
Courbe d'écarts accumulés enregistrement B₃

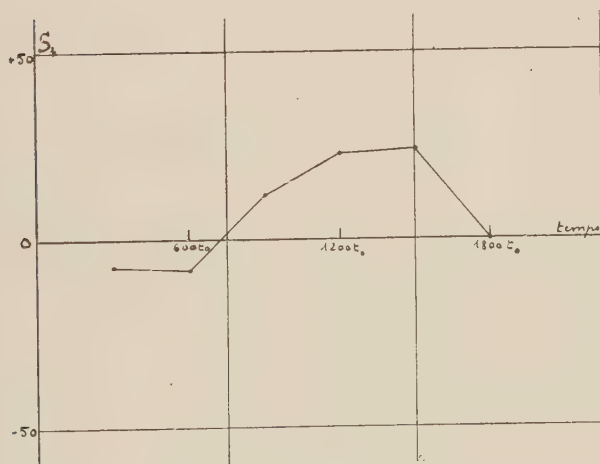


FIGURE 6
Courbe d'écarts accumulés enregistrement B₄

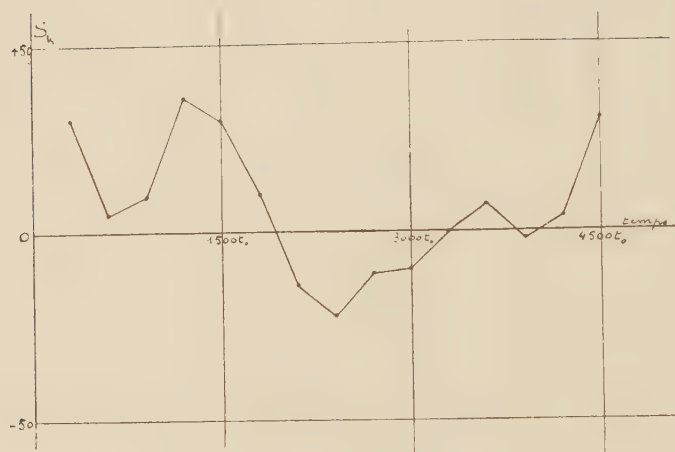


FIGURE 7
Courbe d'écarts accumulés enregistrement B.

§ 2. — Résultats de la 2^e Méthode

Nous avons tracé les courbes empiriques représentatives des sommes s_i en fonction du temps, nous avons ainsi obtenu les 7 courbes relatives aux enregistrements étudiés.

L'examen de ces courbes nous montre qu'elles présentent bien des fluctuations autour de l'axe des temps, sans cependant que nous puissions pour le moment encore parler d'oscillations systématiques. Or, si nous examinons seulement l'amplitude des écarts, et si nous les comparons aux limites théoriques indiquées, soit :

$$\begin{aligned} & - h_1 \sqrt{m_2} \text{ du côté négatif} \\ & + h_2 \sqrt{m_2} \text{ du côté positif} \end{aligned}$$

nous pouvons chiffrer, pour chacun des enregistrements, le pourcentage des valeurs qui dépassent les diverses li-

mites relatives aux valeurs correspondantes de h_1 et h_2 . Les coefficients h_1 et h_2 , rappelons le, correspondent aux différentes probabilités p : 0,5 - 0,4 - 0,3 - 0,2 - 0,1 de voir dépasser les limites $\pm l = \pm h \sqrt{m_2}$ de l'espérance mathématique :

$$m_1 = 0$$

dans la loi de distribution des écarts. Le fait que nous avons pour une probabilité p donnée, deux valeurs h_1 et h_2 correspondant aux écarts négatifs et aux écarts positifs, provient précisément de la dissymétrie que existe pour la loi de distribution de ces écarts, comme nous l'avons fait déjà remarquer.

Dans le tableau 3 nous donnons pour chacun des enregistrements étudiés le pourcentage des valeurs dépassant les limites indiquées, et dans chaque cas nous indiquons, sur la même ligne, le pourcentage théorique des valeurs qui devraient dépasser.

TABEAU 3

Théorie	B ₁	B	B ₃	B ₄	B ₅	B ₆	B ₇
50 %	71 %	61 %	58 %	62 %	57 %	33 %	40 %
40 %	56 %	43 %	46 %	55 %	43 %	33 %	40 %
30 %	53 %	36 %	37 %	40 %	43 %	33 %	40 %
20 %	41 %	18 %	21 %	21 %	29 %	17 %	33 %
10 %	21 %	18 %	12 %	11 %	29 %	0	0

De ce tableau nous pouvons dégager plusieurs remarques intéressantes :

Si nous examinons en détail les résultats qu'il nous fournit, nous voyons que, dans le cas où l'on peut prévoir 50 % des valeurs des sommes dépassant les limites statistiques, 5 enregistrements nous donnent nettement plus de 50 % de valeurs hors des limites, et deux autres au contraire nous en donnent nettement moins de 50 %.

Si nous considérons les pourcentages théoriques par ordre décroissant, nous voyons que pour 40 % des valeurs prévues, nous retrouvons les deux mêmes groupes que précédemment, ceux qui donnent nettement plus de 40 %

et ceux qui donnent moins ou au plus 40 % de valeurs des sommes s_i au-delà des limites.

Pour le pourcentage théorique 30 %, systématiquement tous les enregistrements donnent un pourcentage de valeurs de sommes nettement supérieur au pourcentage théorique. Ceci pourrait être interprété en disant que ce pourcentage théorique est le seul qui dans tous les cas étudiés paraît correspondre à une tendance systématique, et nous pourrions tirer la conclusion que les sommes s_i dont les valeurs sont extérieures aux limites :

$$300 + 18,35 \quad \text{et} \quad 300 - 17,49$$

sont des sommes très probablement anormales, ou plutôt c'est parmi elles que nous trouverons de préférence des sommes anormales et ceci en pourcentage variable suivant les enregistrements, mais qui serait compris entre 3 et 23 %.

Pour les pourcentages 20 et 10 %, comme pour 40 et 50 %, les enregistrements sont encore anormaux en ce sens que certains d'entre eux ont trop et d'autres trop peu de valeurs au-delà du pourcentage théorique, mais sans que rien de nettement systématique n'apparaisse dans un sens ou dans un autre.

Nous avons ainsi obtenu une constatation très nette permettant de conclure sans aucun doute au comportement anormal des sommes s_i de n intervalles. Ce comportement peut, ici déjà, être chiffré, alors que la méthode des écarts accumulés ne nous permettait que d'entrevoir ces phénomènes, sans pour cela avoir une certitude par suite de l'absence de critère théorique.

Si nous calculons maintenant le nombre des valeurs que l'on doit attendre pour chaque enregistrement, soit supérieures, soit inférieures à l'espérance mathématique $u = nt$, nous obtenons les résultats consignés dans le tableau 4. Remarquons que dans ce cas nous n'avons étudié que les 5 enregistrements qui véritablement avaient un nombre d'intervalles suffisant. Or, 3 d'entre eux donnent des valeurs hors de limites et un seul donne un

accord parfait : c'est le cas de B_1 . Ce critère donne des résultats moins intéressants que les précédents, mais cependant nous avons voulu le conserver au moins à titre indicatif.

TABLEAU 4

	Valeurs inférieures à u_1		Valeurs supérieures à u_1	
	Nombre observé	Nombre théorique	Nombre observé	Nombre théorique
B_1	20	$17 \pm 1,97$	14	$17 \pm 1,97$
B_2	17	$14 \pm 1,79$	11	$14 \pm 1,79$
B_3	12	$12 \pm 1,65$	12	$12 \pm 1,65$
B_4	22	$23,5 \pm 2,31$	25	$23,5 \pm 2,31$
B_7	6	$7,5 \pm 1,31$	9	$7,5 \pm 1,31$

§ 3. — L'étude des groupes de k valeurs consécutives inférieures ou supérieures à l'espérance mathématique $u = nt$, ne nous a peut-être pas donné tout ce que nous en attendions. Cependant, il nous a paru nécessaire de donner les résultats obtenus pour les divers enregistrements. Nous n'avons ici encore étudié que les 5 enregistrements B_1, B_2, B_3, B_4, B_7 , les deux autres B_5 et B_6 , étant véritablement trop courts pour ce genre d'étude. De plus, il n'a pas été possible ici de bloquer les résultats de B_5, B_6, B_7 , comme nous le ferons par exemple pour l'étude de la distribution des écarts, car les groupes sont formés par des valeurs consécutives de sommes s_i telles que nous les obtenons au cours du temps, donc pour 2 enregistrements, même obtenus avec une même source et dans des conditions absolument identiques, il ne peut être question de bloquer les résultats par suite de l'interruption, même très courte, de l'enregistrement.

Malheureusement, pour B_7 , il est évident que nous avons déjà bien peu de valeurs d'observations (15 valeurs de sommes s_i) pour tirer des conclusions nettes, et d'ailleurs même pour les autres enregistrements deux à trois fois plus longs, les résultats sont peu concluants, et ne peuvent donner lieu qu'à quelques remarques (les résultats obtenus sont indiqués dans le tableau 5).

Les courbes 8, 9, 10, 11, 12 représentent les écarts entre les nombres observés et les nombres théoriques, en fonction de l'ordre 1, 2, 3, 4 du groupe. Les courbes pointillées sont les courbes limites. Nous pouvons remarquer que nous avons, pour tous les enregistrements des groupes, d'ordres divers, d'ailleurs, qui apparaissent en nombre ou trop élevé ou trop faible, mais il n'apparaît rien de systématique de façon nette. Cependant il y a un caractère à noter : dans le cas des groupes de valeurs supérieures à u_1 et pour tous les enregistrements, nous pouvons remarquer que les groupes d'ordre 2 (2 valeurs consécutives supérieures à u_1) apparaissent en nombre plus élevé que le nombre théorique, parfois même, comme le montrent les courbes 8, 10, 11, 12, le nombre observé dépasse assez largement la valeur théorique, puisque l'écart est nettement plus élevé que l'écart statistique. Ce caractère, sans vouloir y insister trop, méritait cependant d'être relevé.

Les deux derniers critères dont nous venons d'indiquer les résultats ne peuvent être donnés comme apportant des résultats très marquants et, à ce point de vue, ils ne nous ont point donné ce que nous en espérions. En effet, nous pensions qu'ils nous permettraient un aperçu de comportement possible de la courbe représentative des sommes s_i en fonction du temps et plus particulièrement aussi sur les suites de valeurs consécutives des sommes s_i . Or, il est bien certain que nous n'avons rien obtenu de systématique, et les résultats ne viennent ni confirmer ni infirmer la possibilité d'existence des oscillations.

§ 4. — Il nous reste maintenant à étudier la répartition observée des écarts e_i entre les sommes s_i et l'espérance mathématique.

Nous avons examiné cette répartition pour chacun des enregistrements et calculé les deux premiers moments observés ainsi que leurs limites.

TABLEAU 5

		Valeurs inférieures à u_1				
Ordre du groupe		1	2	3	4	5
B ₁ Observat.		4	4	1	0	1
Théorie		$4,25 \pm 1,39$	$2,13 \pm 0,93$	$1,07 \pm 0,69$	$0,54 \pm 0,49$	
B ₂ Observat.		4	1	1	2	0
Théorie		$3,50 \pm 1,26$	$1,32 \pm 0,89$	$0,90 \pm 0,64$	$0,45 \pm 0,45$	
B ₃ Observat.		3	2	2	0	0
Théorie		$3,00 \pm 1,17$	$1,50 \pm 0,82$	$0,75 \pm 0,59$	$0,38 \pm 0,42$	
B ₄ Observat.		9	2	3	0	0
Théorie		$5,87 \pm 1,63$	$2,94 \pm 1,15$	$1,47 \pm 0,82$	$0,73 \pm 0,57$	
B ₇ Observat.		2	0	0	1	0
Théorie		$1,87 \pm 0,93$	$0,94 \pm 0,64$	$0,47 \pm 0,47$	$0,23 \pm 0,37$	

		Valeurs supérieures à u_1				
Ordre du groupe		1	2	3	4	5
B ₁ Observat.		6	4	0	0	0
Théorie		$4,25 \pm 1,39$	$2,13 \pm 0,98$	$1,07 \pm 0,69$	$0,54 \pm 0,49$	
B ₂ Observat.		4	2	1	0	0
Théorie		$3,50 \pm 1,26$	$1,32 \pm 0,89$	$0,90 \pm 0,64$	$0,45 \pm 0,45$	
B ₃ Observat.		2	3	1	0	0
Théorie		$3,00 \pm 1,17$	$1,50 \pm 0,82$	$0,75 \pm 0,59$	$0,38 \pm 0,42$	
B ₄ Observat.		5	7	2	0	0
Théorie		$5,87 \pm 1,63$	$2,94 \pm 1,15$	$1,47 \pm 0,82$	$0,73 \pm 0,57$	
B ₇ Observat.		1	2	0	1	0
Théorie		$1,87 \pm 0,93$	$0,94 \pm 0,64$	$0,47 \pm 0,47$	$0,23 \pm 0,37$	

Pour ces limites nous avons pris, comme coefficient multiplicateur de l'écart type le coefficient 0,7 relatif aux écarts positifs, comme si notre distribution des écarts était symétrique ; ceci n'a d'ailleurs pour résultats que d'élargir légèrement les limites du côté des écarts négatifs.

Le tableau 6 donne les résultats obtenus pour les moyennes arithmétiques, et le tableau 7 les résultats relatifs aux 2^e moments. Pour les 3 enregistrements B₅, B₆, B₇, obtenus à partir de sources faibles et grand angle solide, nous avons groupé les résultats ensemble, car chacun d'eux donnait trop peu d'observations d'écarts. D'ailleurs cette manière se justifie à deux points de vue : tout d'abord ces trois enregistrements ont des intervalles moyens identiques : 17,7 secondes et 17,4 secondes ; ensuite, en raison

des conventions faites pour les unités de mesures adoptées, nos écarts e_i se calculent à partir de la valeur de l'espérance mathématique $u_i = 300 t_i$, donc par suite des conventions d'unités de mesure, à partir de la valeur 300. En groupant ainsi ces trois enregistrements, nous avons 28 observations, nombre comparable à ceux que l'on a pour chacun des autres enregistrements.

TABEAU 6

	Moyenne arithmétique	Espérance mathématique	Ecart statistiques
B_1	+ 0,19	0	$\pm 2,08$
B_2	— 0,16	0	$\pm 2,29$
B_3	— 0,67	0	$\pm 2,48$
B_4	— 0,53	0	$\pm 1,77$
$B_5 + B_6 + B_7$	+ 1,00	0	$\pm 2,29$

De ce tableau se dégage le fait que les moyennes arithmétiques des écarts sont en accord acceptable avec la théorie, et ce premier moment ne peut nous donner d'indication utile. Il faut faire appel aux moments supérieurs 2^e et 3^e.

TABEAU 7

	2 ^e moment observé	2 ^e moment théorique	Ecart statistiques
B_1	552,51	300	$\pm 51,19$
B_2	765,81	300	$\pm 56,42$
B_3	366,20	300	$\pm 58,80$
B_4	414,33	300	$\pm 43,5$
$B_5 + B_6 + B_7$	355,41	300	$\pm 56,5$

Le tableau 8 nous donne les 3^{es} moments observés, qui nous font apparaître nettement la dissymétrie de la répartition observée des écarts, puisque dans le cas d'une distribution de Gauss. les moments théoriques d'ordre impair sont nuls.

TABLEAU 8

3^e moment observé

B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅ + B ₆ + B ₇
+5844,9	+36929,9	-226,6	-1463,7	1282,2

Dans la distribution théorique des écarts que nous étudions, rappelons que le 3^e moment est :

$$m_3 = \frac{2n}{\beta^3} = \frac{600}{\beta^3}$$

Nous voyons donc que les deux premiers enregistrements ont des 3^{es} moments de l'ordre de 10 à 50 fois la valeur théorique, mais avec prédominance des écarts positifs. Dans le cas de l'enregistrement B₂ la grande valeur du 3^e moment observé s'explique par la présence de deux écarts positifs très grands, de l'ordre de 80 fois l'intervalle moyen t_0 alors que les limites d'écarts seraient 12 fois t_0 seulement.

Pour les autres enregistrements et l'ensemble B₅, B₆, B₇, nous avons des moments négatifs, ce qui indique la prédominance des écarts négatifs. De plus, même en valeur absolue, ces trois moments sont en large désaccord avec la valeur théorique.

Pour compléter cette étude, nous avons également groupé les 161 observations d'écarts provenant de tous les enregistrements étudiés. Nous l'avons fait en nous appuyant encore sur la convention d'unité de mesure faite. De cette manière nous obtenons encore une distribution présentant des caractères analogues à ceux relevés pour chaque enregistrement en particulier : premier moment normal, troisième moment très anormal. Quant au deuxième nous ferons plus en détail l'étude des résultats fournis par lui.

TABLEAU 9

Moyenne arithmétique	Espérance mathématique	Limites statistiques	2 ^e moment observé	2 ^e moment théorique	Limites	3 ^e moment observé	3 ^e moment théorique
— 0,66	0	± 0,95	487,3	300	± 23,5	6972,8	600

L'examen des tableaux 7 et 9 au point de vue du deuxième moment nous montre que nous avons systématiquement des deuxièmes moments observés plus grands, et parfois très largement, que le deuxième moment théorique. Ceci nous indique que si les écarts e_i ont une répartition dissymétrique, elle est largement plus étalée que la distribution théorique. Par suite, il en résulte que les grands écarts en valeur absolue, sont beaucoup plus importants qu'ils ne devraient l'être d'après la loi théorique. Or, ceci est une constatation intéressante car nous avons là une seconde preuve irréfutable de l'existence d'écarts qui ne sont plus du tout en rapport avec les prévisions statistiques. Nous pouvons donc penser qu'il existe bien des causes non statistiques qui interviennent, et nous voyons donc par là l'intérêt que présente l'examen de la troisième méthode dont nous allons maintenant donner les résultats. En effet, ces deux premières méthodes que nous venons d'étudier nous permettent de conclure à l'existence d'anomalies dans la suite des intervalles, anomalies à caractère plutôt « séculaire » puisqu'elles apparaissent en groupant les intervalles et non plus dans un examen individuel de chaque intervalle.

La troisième méthode va nous permettre de caractériser certains phénomènes anormaux, et nous pourrons ensuite essayer de rechercher la liaison possible entre tous ces caractères anormaux ainsi décelés.

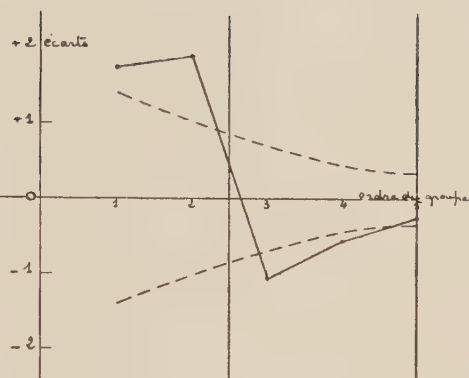
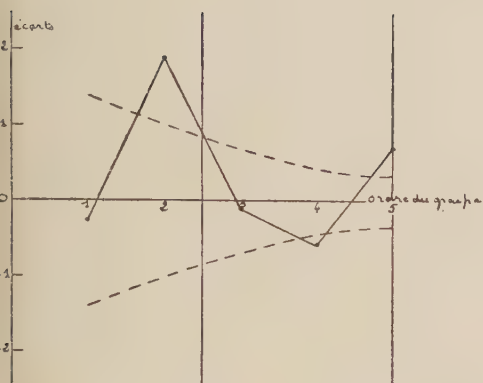


FIGURE 8
Enregistrement B₁

Écarts entre nombres observés et
nombres théoriques des groupes
de k valeurs consécutives infé-
rieures à $u_1 = nt_0$.

Écarts entre nombres observés et
nombres théoriques des groupes
de k valeurs consécutives supé-
rieures à $u_1 = nt_0$.

Trait continu : écarts observés. — Trait pointillé : écarts statistiques

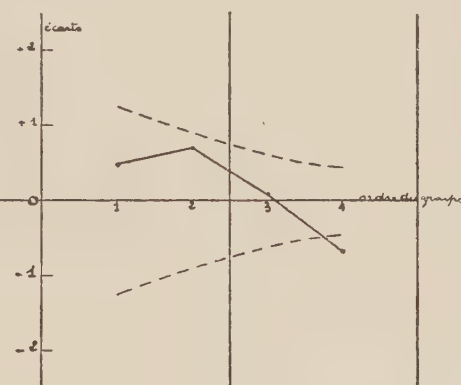
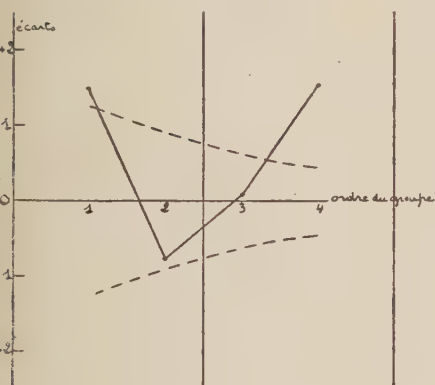


FIGURE 9
Enregistrement B₂

Écarts entre nombres observés et
nombres théoriques des groupes
de k valeurs consécutives infé-
rieures à $u_1 = nt_0$.

Écarts entre nombres observés et
nombres théoriques des groupes
de k valeurs consécutives supé-
rieures à $u_1 = nt_0$.

Trait continu : écarts observés. — Trait pointillé : écarts statistiques

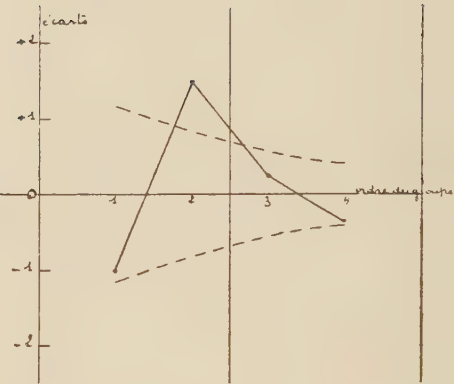
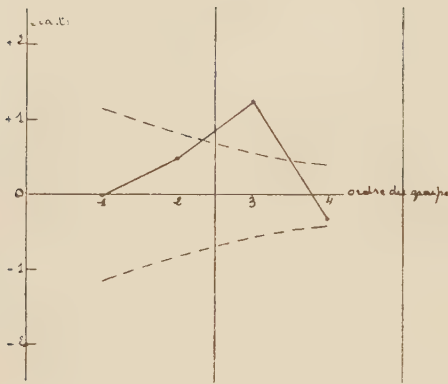


FIGURE 10
Enregistrement B₃

Écarts entre nombres observés et nombres théoriques des groupes de k valeurs consécutives inférieures à $u_1 = nt_0$.

Écarts entre nombres observés et nombres théoriques des groupes de k valeurs consécutives supérieures à $u_1 = nt_0$.

Trait continu : écarts observés. — Trait pointillé : écarts statistiques

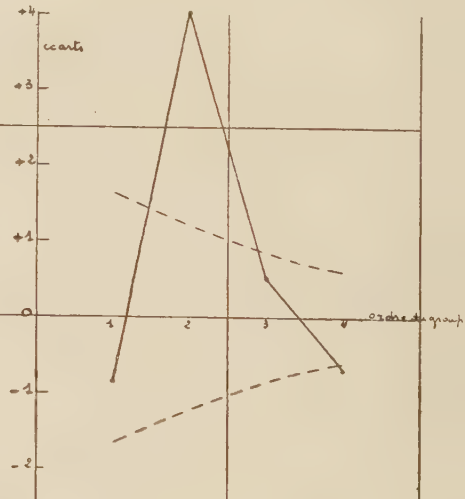
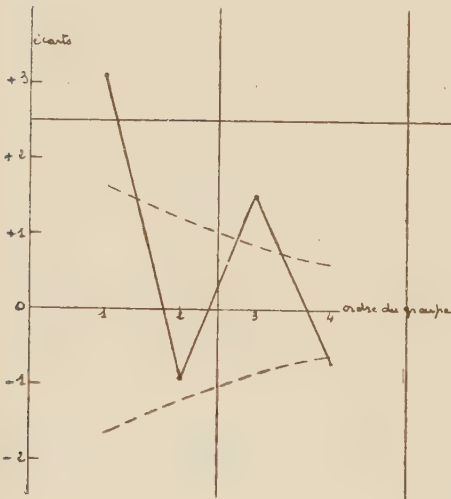


FIGURE 11
Enregistrement B₄

Écarts entre nombres observés et nombres théoriques des groupes de k valeurs consécutives inférieures à $u_1 = nt_0$.

Écarts entre nombres observés et nombres théoriques des groupes de k valeurs consécutives supérieures à $u_1 = nt_0$.

Trait continu : écarts observés. — Trait pointillé : écarts statistiques

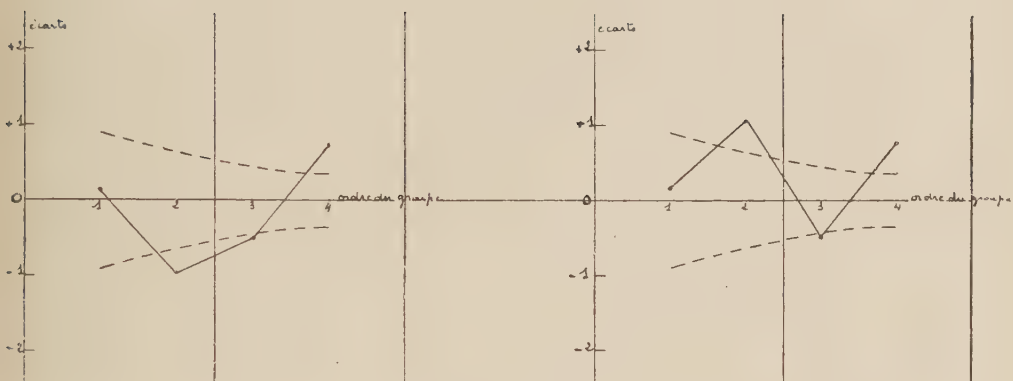


FIGURE 12
Enregistrement B.

Écarts entre nombres observés et nombres théoriques des groupes de k valeurs consécutives inférieures à $u_1 = nt_0$.

Écarts entre nombres observés et nombres théoriques des groupes de k valeurs consécutives supérieures à $u_1 = nt_0$.

Trait continu : écarts observés. — Trait pointillé : écarts statistiques

§ 5. — 3^e Méthode

Les courbes représentant les sommes s_i en fonction du temps, nous ont permis pour chacun des enregistrements, trois déterminations de la période moyenne des oscillations, et ceci à partir des distances entre maxima, entre minima, ou maxima-minima consécutifs. Les tableaux 10 et 11 nous donnent les valeurs obtenues dans ces trois séries de déterminations. Nous avons séparé les résultats relatifs aux enregistrements B_1 , B_2 , B_3 , B_4 (tableau 10) et les résultats relatifs à B_5 , B_7 (tableau 11). L'enregistrement B_6 est trop court pour permettre une détermination de périodes car dans ce cas il n'apparaît qu'un seul maximum. Evidemment, les périodes sont exprimées en nombre d'intervalles moyens t_0 de l'ensemble de chaque enregistrement.

TABLEAU 10

	Période à partir des maxima	Période à partir des minima	Période à partir des maxima et minima consécutifs
B_1	989	972	971
B_2	1066	1000	1045
B_3	1028	957	999
B_4	928	930	918

TABLEAU 11

	Période à partir des maxima	Période à partir des minima	Période à partir des maxima et minima consécutifs
B_5	912	—	910
B_7	1030	1020	1100

Dans le cas de B_5 , il n'a pas été possible de déterminer la période à partir de deux minima consécutifs, car cet enregistrement ne compte que 2.200 intervalles, et la courbe des sommes s_i ne donne qu'un seul minimum.

De ces deux tableaux il ressort nettement que tous les enregistrements fournissent des courbes oscillantes pour

les sommes, et toutes font apparaître la période unique qui peut être évaluée à 1.000 fois la valeur de l'intervalle moyen t_0 . Dès maintenant nous pouvons noter que ce résultat peut paraître, dans un certain sens, un peu surprenant, étant données les conditions physiques très différentes dans lesquelles les deux séries d'enregistrement ont été obtenues. Nous ne faisons que signaler ce fait pour l'instant et nous verrons plus loin comment on peut envisager cependant une explication de ces résultats.

La détermination de la période étant faite, nous devons, s'il s'agit d'une courbe à tendance périodique, déceler un autre caractère que la période qui lui aussi puisse contribuer à établir nettement cette tendance à la périodicité. Pour cela, nous avons étudié les amplitudes moyennes de chaque enregistrement. Nous comptons évidemment ces hauteurs de maxima et minima, à partir de l'axe des temps. Les tableaux 12 et 13 nous donnent pour les deux groupes d'enregistrements ces hauteurs exprimées encore en nombre d'intervalles moyens.

TABLEAU 12

	Hauteur des maxima	Hauteur des minima
B ₁	21	21
B ₂	24	21
B ₃	20	21
B ₄	21	21

TABLEAU 13

	Hauteur des maxima	Hauteur des minima
B ₅	27	27
B ₇	18	15

La première série d'enregistrements nous donne donc une hauteur moyenne de 21 fois t_0 . Dans la seconde série la hauteur est moins bien définie, mais on peut bien dire cependant qu'elle est du même ordre de grandeur, surtout si l'on tient compte que pour ces deux enregistrements B₅ et B₇, la détermination de ces valeurs est faite à partir de 3 à 4 fois moins d'observations, par suite de

la durée réduite de ces enregistrements. Donc, en tenant compte de cette remarque nous pouvons être satisfait des résultats obtenus, et fixer la hauteur moyenne à 20 fois l'intervalle moyen t_0 de chaque enregistrement. D'ailleurs, il est nécessaire de rappeler ici que les écarts statistiques pour les sommes s_i , autour de l'espérance mathématique $u_i = nt_0$ sont, du côté des écarts positifs, de $12,1 t_0$ et de $11,2 t_0$ du côté négatif. Nous voyons donc que l'amplitude moyenne admise pour les courbes étant de $20 t_0$, dépasse largement les limites statistiques.

Pour appuyer encore les résultats précédents, qui déjà par eux-mêmes établissent nettement la tendance périodique des courbes étudiées nous sommes revenus aux courbes qui représentent les variations des valeurs t_i de l'intervalle moyen en fonction du temps. Or, nous savons que ces courbes sont identiques à celles des sommes s_i , sauf évidemment pour l'amplitude, mais les caractères des unes sont identiques aux caractères des autres. Or si nous formons les valeurs t_i correspondant aux valeurs de $n = 300$ intervalles, et les valeurs t'_i et t''_i correspondant aux valeurs de $n = 50$ et 100 intervalles, nous voyons que les courbes représentatives des t_i ($n = 300$) représentent en quelque sorte les courbes moyennes par rapport aux courbes représentatives des t'_i et t''_i ($n = 50$, $n = 100$). Les courbes représentatives des t_i ont le caractère d'une composante séculaire ; au contraire, les courbes relatives aux t'_i et t''_i auraient le caractère de composantes résiduelles. Les maxima et minima marqués par les courbes « séculaires », sont nettement accusés encore par les courbes « résiduelles ». Donc, nous devons penser que ces courbes « séculaires » représentent bien un phénomène systématique, tel que nous l'avons dégagé par l'évaluation de la période et des amplitudes.

§ 6. — Nous avons donc là trois caractères absolument nets des phénomènes observés. Nous avons voulu préciser encore ce caractère en évaluant la parenté des courbes étudiées. Le calcul de coefficient de covariation i et k , dont

les valeurs sont données dans le tableau 14, a été fait pour chacune des courbes relativement aux 4 autres. Ici encore nous avons abandonné les courbes relatives à B_5 , et B_6 parce que trop courtes. Ce tableau nous donne en quelque sorte une valeur type des coefficients i et k puisqu'en fait nous avons calculé les coefficients relatifs à $B_1 - B_2$; $B_1 - B_3$; $B_1 - B_4$; $B_1 - B_7$; $B_2 - B_3$; $B_2 - B_4$; $B_2 - B_7$; $B_3 - B_4$; $B_3 - B_7$. Tous ces coefficients ont donné des valeurs qui diffèrent de $\pm 0,1$, au maximum, des valeurs données dans le tableau. C'est pourquoi nous avons caractérisé chaque enregistrement par un seul coefficient i ou k , alors que en fait nous en avons calculé 4. De plus, il va de soi que les coefficients i et k relatifs à $B_1 - B_2$ par exemple sont les mêmes que ceux de $B_2 - B_1$ et ainsi pour tous les enregistrements.

Toutes ces remarques sont valables pour les coefficients i' , k' et k'' . Ces coefficients (tableau 15) nous donnent des valeurs qui caractérisent comme nous l'avons indiqué dans l'exposé de la méthode la parenté plus intime des courbes entre elles et par suite nous voyons là tout l'intérêt qu'ils présentent.

TABLEAU 14

	i	k
B_1	+ 0,5	+ 0,3
B_2	+ 0,5	+ 0,4
B_3	+ 0,5	+ 0,3
B_4	+ 0,5	+ 0,4
B_7	+ 0,4	+ 0,3

TABLEAU 15

	i'	k'	k''
B_1	+ 0,3	+ 0,2	+ 0,2
B_2	+ 0,3	+ 0,2	+ 0,4
B_3	+ 0,4	+ 0,4	+ 0,2
B_4	+ 0,3	+ 0,2	+ 0,2
B_7	+ 0,5	+ 0,1	+ 0,1

Tous ces coefficients sont positifs, ce qui marque déjà que l'on ne peut enregistrer qu'une seule tendance entre les courbes : la parenté. De plus, les coefficients i et i' , par leur valeur absolue, confirment encore la tendance. Nous nous attachons d'ailleurs plus particulièrement à ces coefficients i et i' car ils ne sont calculés, comme nous l'avons indiqué, qu'à partir des signes des écarts, sans faire intervenir les valeurs absolues de ces écarts. Or, cette manière de procéder nous paraît préférable, car elle éli-

mine les influences étrangères aux oscillations pures, influence qui joue nécessairement un rôle dans le calcul des coefficients k , k' et k'' . Les coefficients i et i' gardent en quelque sorte uniquement ce qui nous indique la tendance. Les coefficients k , k' et k'' en tenant compte outre des signes, mais aussi des valeurs absolues des écarts, ne différencient pas ce qui est systématique de ce qui est aléatoire et c'est là le principal reproche que nous faisons à ces coefficients.

De cette seconde étude, il se dégage nettement la tendance à la parenté entre les courbes. En elle-même cette tendance ne pourrait pas être suffisamment significative, car il est certain qu'il ne faut pas attribuer un caractère absolu aux coefficients de covariation et conclure, à partir de ces coefficients, à la parenté obligatoire entre les courbes comparées. Cependant ces coefficients présentent pour nous un intérêt car ils viennent confirmer en quelque sorte les résultats relatifs à la tendance périodique des courbes : ils nous montrent que pour tous les enregistrements les courbes de variation des sommes, en fonction du temps, marquent la tendance à la parenté, et comme déjà nous savons que chacune d'elles marque aussi la tendance à la périodicité, nous en déduisons que ces courbes schématisent en quelque sorte un phénomène unique dans les émissions radioactives, à savoir la périodicité.

§ 7. — 4^e Méthode

Nous avons étudié avec le dernier critère indiqué les 5 enregistrements B_1 , B_2 , B_3 , B_4 , B_5 , qui sont les plus longs, car seuls ces enregistrements nous donnaient un nombre suffisant d'observations, c'est-à-dire de valeurs t_i de l'intervalle moyen.

Dans chaque cas nous avons essayé d'articuler la période 1.000 t_0 et nous avons formé des groupes de 4 valeurs consécutives distantes entre elles de 250 fois l'intervalle moyen t_0 .

Nous partions, suivant les cas, d'une valeur correspondant, soit à un maximum, soit à un minimum, soit d'une

valeur nulle, c'est-à-dire en fait d'une valeur t_1 égale à t_0 , puisque nous prenons comme axe des temps l'axe correspondant à l'ordonnée 1. Nous avons calculé ainsi les moyennes $\theta_1 \theta_2 \theta_3 \theta_4$. Ces 4 valeurs devaient présenter les mêmes caractères que les valeurs consécutives $t_{i+1} t_{i+2} t_{i+3} t_{i+4}$.

Nous avons ensuite opéré avec des valeurs t_i de l'intervalle moyen équidistant de $100 t_0$ seulement, et nous avons 10 valeurs des moyennes θ_i et ceci afin de préciser mieux encore la période.

Nous allons examiner successivement les cinq enregistrements étudiés et les résultats fournis par eux.

A. Enregistrement B₁

Dans le cas de cet enregistrement, la première valeur t_1 de l'intervalle moyen correspondait à une valeur minimum. Par suite, la courbe traduisant les oscillations que l'on devait trouver théoriquement pour les valeurs θ_i était conforme à la fig. 13. Or, nous avons obtenu, avec les valeurs calculées θ_i la courbe donnée par la figure 13a.

Dans le cas de cete enregistrement on ne peut être très satisfait ; cependant, il faut tenir compte du fait que cet enregistrement est celui qui était, sans contestation, le moins bon du point de vue de la qualité.

En effet, cet enregistrement a été plutôt un enregistrement de mise au point des dispositifs d'enregistrement automatique, et par suite, à partir de cet enregistrement, il déjà très satisfaisant d'avoir pu observer la tendance attendue. Donc, malgré la qualité médiocre de la courbe obtenue (fig. 13a), nous pouvons considérer le résultat comme très net.

B. Enregistrement B₂

Dans le cas de cet enregistrement, nous sommes partis d'une valeur t_1 qui correspondait à un maximum. Par suite, le schéma théorique pour les oscillations attendues est donné par la fig. 14. Or, la courbe suivante (fig. 14 a) nous

donne la courbe observée. Ici, nous pouvons conclure à un accord parfait et la confirmation de l'existence des oscillations avec la période indiquée est ici apportée d'une manière indubitable.

C. Enregistrement B_3

Dans le cas de cet enregistrement, nous sommes partis d'une valeur t_1 égale à l'intervalle moyen t_0 , donc, d'un point situé sur l'axe des temps, la valeur t_2 correspondant à une valeur supérieure d'où la courbe théorique attendue fournie par la fig. 15. La courbe observée nous est donnée par la fig. 15a. Ici encore l'accord est parfait entre les deux courbes théorique et expérimentale.

D. Enregistrement B_4

Comme dans le cas de l'enregistrement B_1 , nous sommes partis d'une valeur minimum. Les courbes des fig. 16 et 16a sont les courbes correspondant à la théorie et aux observations, et ici encore on ne peut que se montrer très satisfait de l'accord.

E. Enregistrement B_7

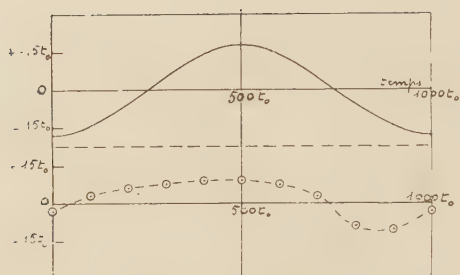
Cet enregistrement est déjà un peu court. Cependant il accuse encore nettement l'accord entre la courbe prévue et la courbe calculée (fig. 17 et 17a).

Nous voyons donc que les résultats relatifs à ces 5 enregistrements étudiés sont conformes et confirment même les résultats établis précédemment, soit par la mesure de la période, soit par la méthode de covariation. De plus, nous abtenons une preuve décisive que la période T_0 des oscillations était bien toujours de 1.000 fois la valeur de l'intervalle moyen t_0 de l'ensemble de chaque enregistrement. Les essais effectués avec des périodes plus petites et plus grandes (900 et 1.100 t_0) nous ont montré que nous nous éloignons de la période réelle par la disparition des oscillations sur les valeur θ_1 .

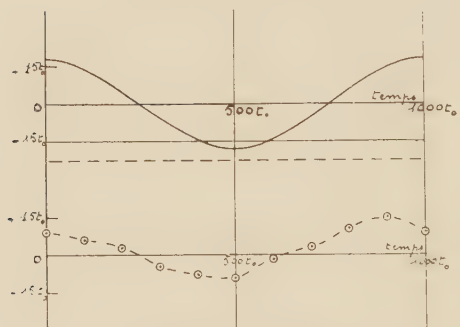
De plus, nous avons une idée de la hauteur des maxima

et minima compté à partir de l'axe des temps. Ces hauteurs sont de l'ordre de $0,05 t_0$ et ceci pour tous les enregistrements. Or, en étudiant les sommes s_i nous avons donné comme valeur de ces hauteurs $20 t_0$, ce qui correspondait bien dans le cas des courbes représentatives des valeurs de l'intervalle moyen à des hauteurs de $0,07 t_0$. L'accord est donc excellent, car il faut tenir compte du fait que pour obtenir les valeurs t_i qui ont servi de bases pour déterminer les moyennes θ_i il a fallu parfois faire des interpolations linéaires qui ont pour résultat de sous-estimer ou de surestimer ce que serait la valeur exacte. Donc, étant données ces causes d'erreurs, nous pouvons être satisfait de ces résultats.

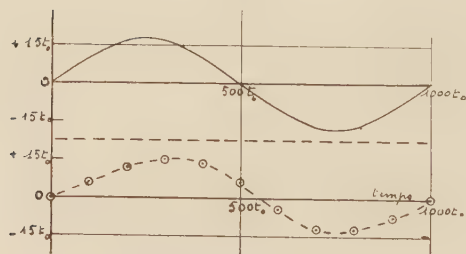
Ce dernier critère nous apporte maintenant un appui décisif en faveur du caractère oscillant des émissions entre particules alpha, et il précise même la valeur de la période telle que nous l'avions adoptée déjà.



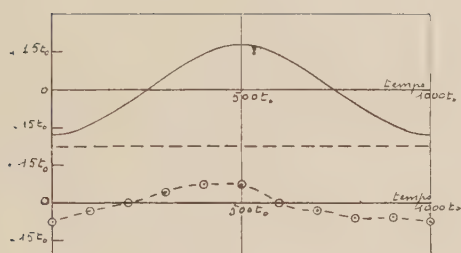
FIGURES 13-13a
Détermination
de la période des oscillations
Enregistrement B₁



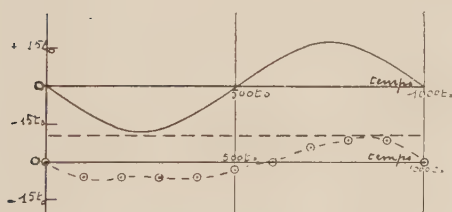
FIGURES 14-14a
Détermination
de la période des oscillations
Enregistrement B₂



FIGURES 15-15a
Détermination
de la période des oscillations
Enregistrement B₃



FIGURES 16-16a
Détermination
de la période des oscillations
Enregistrement B_i



FIGURES 17-17a
Détermination
de la période des oscillations
Enregistrement B_i

CHAPITRE VI

DISCUSSION DES RESULTATS

Si nous résumons les résultats obtenus par les différentes méthodes traitées, nous pouvons noter les caractères remarquables suivants :

1° Existence d'écarts anormaux, par leur nombre et leurs grandeurs, entre les valeurs observées de sommes d'intervalles et leur espérance mathématique.

2° Répartitions observées de ces écarts nettement hyper-nomales, car les écarts quadratiques moyens observés de cette répartition sont toujours supérieurs aux écarts quadratiques théoriques, et comme corrolaire répartition observée nettement plus étalée que la distribution théorique.

3° Variations des sommes s_i de n intervalles en fonction du temps à tendance nettement périodique, la période et l'amplitude étant dans un rapport constant avec l'intervalle moyen t_0 de l'ensemble de chaque enregistrement. et ceci quelles que soient les conditions physiques dans lesquelles les enregistrements ont été obtenus. Les valeurs de ces rapports sont 1.000 dans le cas de la période et 20 dans le cas de l'amplitude, en appelant T_0 et A_0 la période et l'amplitude.

$$\frac{T_0}{t_0} = 1000$$

$$\frac{A_0}{t_0} = 20$$

§ 1. — Ce travail a donc porté principalement sur l'étude du déroulement dans le temps des intervalles entre émissions radioactives.

Pour cette raison nous avons utilisé plutôt les sommes d'intervalles de préférence à ces intervalles eux-mêmes, car nous pensions que les intervalles étaient susceptibles de subir des influences multiples en relation évidemment avec des phénomènes d'origine non systématique. Ces phénomènes pouvaient se produire au cours des émissions de particules et en procédant comme nous l'avons fait, nous avons supposé implicitement que ces influences, en quelque sorte aléatoires, s'éliminaient en grande partie pour ne laisser subsister que des phénomènes systématiques dont la manifestation nous serait rendue mieux perceptible.

Ce procédé par sommation pouvait évidemment éliminer également les oscillations si celles-ci étaient à très courte période, mais comme nous pensions au contraire, ainsi que nous l'avons prouvé par la suite, que ces oscillations étaient à longue période, ce procédé par sommation ne pouvait pas les faire disparaître, ou alors tout au plus les atténuer légèrement par instant. Donc, cette manière d'opérer ne présentait pas trop d'inconvénients à ce point de vue.

D'ailleurs, le procédé s'est trouvé justifié par le fait même que nous sommes arrivés à des résultats nets que nous considérons comme parfaitement bien établis maintenant.

D'après le premier caractère indiqué ci-dessus, nous pouvons conclure qu'ayant obtenu des sommes anormales d'intervalles, ces sommes, et par suite dans une certaine mesure les intervalles composants, sont anormales par leur grandeur et par leur nombre.

Le fait que les sommes soient anormales nous conduit à envisager diverses possibilités dans le comportement des intervalles. Si les sommes sont anormalement grandes, il suffit souvent d'un seul intervalle ou d'un nombre très restreint de grands intervalles dans le groupe considéré pour provoquer une telle valeur si grande de la somme si envisagée. Par suite, nous pouvons admettre que ces intervalles individuels sont anormaux soit par leur grandeur,

soit par leur nombre. Au contraire si les sommes sont anormalement petites, il est nécessaire d'envisager des groupes de petits intervalles, consécutifs ou non, mais réunis dans un espace de temps très réduit.

D'ailleurs, les sommes anormalement grandes peuvent également, à côté de quelques intervalles très grands, contenir des groupes de petits intervalles. Ces derniers compenseront dans une certaine mesure la présence des très grands. Par suite, même dans ce cas, la réunion sur un espace restreint de temps de petits intervalles entre émissions, et ceci en nombre anormal, n'est pas exclue dans le cas de sommes très grandes. Il est bon d'ajouter également que dans les sommes qui paraissent de grandeur acceptable, du point de vue statistique, il n'est pas exclu la présence d'un intervalle très grand, et d'une suite très longue de petits intervalles qui opèrent ainsi une compensation telle que la somme de n intervalles paraisse normale. Dans le cas des sommes anormalement grandes, nous pouvons envisager des suites trop longues d'intervalles qui, pris individuellement, sont de grandeur acceptable et par exemple de 2 à 3 fois l'intervalle moyen t_0 . Mais une suite très longue de ces intervalles nous donnera une somme s_1 anormalement grande. Donc il apparaîtra ainsi qu'une telle suite d'intervalles de grandeurs moyennes est anormale. Enfin, dans le cas des sommes anormalement petites, nous pourrions voir réunies les deux anomalies : intervalles trop courts et suite trop longue d'intervalles courts.

De toute manière, l'existence de sommes anormales d'intervalles nous confirme les résultats de travaux antérieurs (17, 19, 22) qui déjà avaient montré l'existence de tels intervalles. Cependant, il nous paraît que par la méthode d'étude des sommes, nous pouvons affirmer que ces phénomènes, qui s'étaient manifestés assez nettement surtout dans le cas des sources faibles émettant dans l'angle 4π existent également dans le cas des sources intenses émettant sous faible angle solide.

Le second caractère indiqué vient encore confirmer le point de vue que nous venons d'exposer. En effet, si la courbe de répartition des écarts est trop étalée, ceci se traduit par des grandeurs anormales des écarts types observés, et c'est précisément ce que nous avons obtenu. Or, la grandeur de ces écarts types est fortement influencée par la présence d'écarts très grands en valeur absolue, donc par suite de sommes s_i trop grandes, ce que nous savions déjà.

§ 2. — Nous arrivons maintenant à l'examen du caractère le plus important, à savoir la variation périodique des sommes s_i en fonction du temps.

Tout d'abord, nous devons envisager une difficulté qui semble résulter du fait que pour tous les enregistrements la période des oscillations T_0 est dans un rapport constant avec l'intervalle moyen t_0 de chaque enregistrement. En effet, les enregistrements étudiés appartiennent à deux groupes déjà mentionnés : le premier groupe comprend les enregistrements B_1, B_2, B_3, B_4 , qui ont été obtenus à partir des sources intenses et émettant sous de petits angles solides que l'on peut évaluer à $1/100$ de l'espace entier. Le second groupe comprend les enregistrements B_5, B_6, B_7 , obtenus à partir de sources faibles mais émettant sous grand angle solide voisin de 4π .

Or, les travaux de Kutzner ⁽⁸⁾ comme nous l'avons rappelé précédemment semblaient avoir fait apparaître des divergences dans le comportement des sources faibles et des sources intenses. Plus récemment les résultats de MM. J. Thibaud et M. Ferber ⁽¹⁷⁾ indiqués également précédemment, ont fait apparaître effectivement certaines divergences entre ces grains radioactifs et des sources étendues. En effet, les grains radioactifs donnent des résultats en désaccord avec la théorie, alors que les enregistrements très soignés, correspondant à une source étendue donnent un accord très satisfaisant.

Or, précisément les enregistrements étudiés suivant la méthode appliquée par ces auteurs ⁽¹⁹⁾ nous les avons éga-

lement étudiés (cas de B_1 et B_2) par les méthodes que nous avons exposées. Par suite, nous pouvions peut-être nous attendre à voir des divergences entre les deux types d'enregistrements. Or, précisément cette divergence ne s'est pas produite, et ceci nous a amené à envisager une explication pour des résultats apparemment un peu inattendus.

L'origine de la périodicité pourrait être en relation avec la question de la dépendance entre les émissions. En effet, les recherches récentes de MM. J. Thibaud et M. Ferber tendent à montrer que l'hypothèse fondamentale admise de l'indépendance totale entre les émissions pourrait être mise en doute. Déjà d'ailleurs, à propos des résultats de Kutzner, on avait envisagé un mécanisme pour expliquer la dépendance possible entre les émissions : c'est l'hypothèse due à Lawson ⁽¹²⁾ et que nous avons résumée à titre documentaire dans l'exposé des travaux antérieurs. Quelle que soit la valeur de cette hypothèse, nous devons tenir compte du fait que MM. J. Thibaud et M. Ferber ont effectivement observé de tels groupes d'intervalles courts ou longs, et ceci d'une façon anormale. A côté de ces intervalles il y aurait évidemment des intervalles normaux, c'est-à-dire suivant l'hypothèse de Lawson, correspondant à des émissions du côté de la surface de la préparation, donc sans effet de recul perturbateur.

D'autre part, dans une étude de la fréquence totale, dans le cas de la distribution initiale des intervalles, M. J. Thibaud ⁽¹⁶⁾ a, comme nous le signalions au début de ce travail, indiqué l'existence d'oscillations autour de la courbe de probabilité totale. Ces oscillations à caractère semi-périodique, pourraient peut-être être interprétées comme provenant de l'existence d'intervalles anormalement longs ou courts qui ne seraient plus classés à leur place véritable, dans le classement par ordre de grandeur. D'où des trous dans certaines classes d'intervalles ou au contraire excès dans certains autres. Cependant, dans l'ensemble, l'accord est assez satisfaisant ; il paraît bien par suite que des compensations se produisent. Or, dans la suite

naturelle des intervalles, ces mêmes compensations doivent également exister.

En effet, tel intervalle qui dans la suite classée est décalé parce que trop court ou trop long, va dans la suite naturelle entraîner une diminution ou une augmentation de la valeur de la somme s_1 dans laquelle il va se trouver compris. Donc, les deux types d'oscillations, ceux signalés par M. Thibaud et ceux que nous signalons dans ce travail, peuvent paraître n'être pas complètement étrangers et même en quelque sorte se compléter, car ils révéleraient par deux procédés d'études différents l'existence d'un même phénomène, à savoir l'existence d'intervalles anormalement longs ou courts, ou des suites trop longues d'intervalles ayant tous le même ordre de grandeur. Ceci entraînerait des effets compensateurs dans les émissions, d'où des effets périodiques dans la suite des intervalles.

Il nous resterait dès lors à expliquer pourquoi nous retrouvons, dans tous les enregistrements, le même rapport 1.000 de la période à l'intervalle moyen t_0 de l'ensemble de chaque enregistrement.

Pour les enregistrements du 1^{er} type, en effet, les sources comportent un nombre d'atomes de l'ordre de 10^{10} à 10^{11} , et au contraire pour les sources faibles, ce nombre est seulement de l'ordre de 10^7 à 10^8 au maximum. Or, nous pouvons calculer le nombre des atomes qui peuvent être considérés comme intervenant effectivement. En effet, nous avons rappelé la relation théorique qui relie l'intervalle moyen t_0 au nombre $\mathfrak{N}_0$ et à la constante λ de désintégration.

$$t_0 = \frac{1}{\mathfrak{N}_0 \lambda}$$

Or, en tenant compte des valeurs de l'intervalle moyen trouvé pour les enregistrements du premier type, nous arrivons à un nombre $\mathfrak{N}_0$ d'atomes de l'ordre de 10^9 au maximum, valeur qui est de 10 à 10^2 fois plus faible que celle admise. Ceci nous montre que la grandeur de l'angle solide opère une sorte de sélection et réduit, com-

me il fallait s'y attendre d'ailleurs, le nombre des atomes utiles dans une source étendue. Cette sélection opérée par l'angle solide, est naturellement artificielle, car elle ne supprime nullement les atomes présents dans la source et qui ne peuvent émettre dans l'angle solide imposé. Ces atomes peuvent évidemment exercer des effets sur ceux qui composent la partie utile de la source, et par conséquent si nous voulons avoir la vraie valeur de l'intervalle moyen calculée à partir de la formule ci-dessus, il faudrait les comprendre dans le nombre N_0 . Par suite l'intervalle moyen ainsi calculé serait inférieur à celui que l'on obtient à partir de la durée de l'enregistrement et du nombre des intervalles enregistrés. Inversement en partant de la valeur de t_0 déterminée à partir de l'enregistrement, nous trouverons un nombre N_0 des atomes de la source trop faible, et c'est bien ce que nous avons vérifié, puisque le nombre ainsi calculé est 10 à 100 fois plus faible que le nombre attendu. Nous verrons plus loin alors comment, cet inconvénient peut jouer également dans la détermination de la période des oscillations. Dans le cas des sources faibles portées par un fil d'argent de $1/100$ de mm. de diamètre nous obtenons par le même calcul un nombre de l'ordre de 10^7 à 10^8 , chiffre qui était bien celui prévu.

Or, dans le cas de la contagion, il semble que l'on tende à admettre l'existence de grains d'atomes qui seraient indépendants les uns des autres. D'autre part, si nous tenons compte d'une remarque de M. J. Thibaud, à savoir que dans une source étendue le nombre des grains d'atomes est élevé et de l'ordre de 10^3 à 10^4 si chaque grain contient 10^6 à 10^5 atomes, les particules alpha enregistrées proviendraient dans ce cas très probablement de grains différents car nous enregistrons, au maximum $1,5 \times 10^4$ particules et encore pour les enregistrements les plus longs. Evidemment, à l'appui de cette hypothèse de l'existence de grains, il y a d'une part l'hypothèse de Lawson, mais qui n'a cependant que la valeur d'une simple hypothèse, et d'autre part, ce qui est beaucoup plus

important, la constatation que les divergences entre les observations et certaines lois théoriques prises comme une base d'étude paraissent être accentuées pour les sources faibles.

Cependant, nous pensons que, malgré tout, ces raisons sont insuffisantes pour imposer l'existence de grains. En effet, on peut parfaitement concevoir que les atomes qui se désintègrent et explosent au hasard puissent posséder une certaine probabilité p d'influencer la désintégration d'un atome voisin. D'autre part, le nombre de désintégrations obtenues anormalement par influence de désintégrations voisines sera d'autant plus élevé que la source est plus intense, donc émet davantage de particules alpha. Comme contre-partie il y aura évidemment que, plus le nombre N des atomes présents dans la source est élevé, plus on aura de désintégrations véritablement au hasard. Par suite, l'ensemble obtenu sur nos enregistrements pourra paraître beaucoup plus proche d'une suite d'intervalles obtenus au hasard. Les grands intervalles par exemple qui seraient dû à la contagion auraient évidemment beaucoup plus de chance que dans le cas de sources faibles, d'être coupés par des émissions qui se produiraient dans l'intervalle et qui seraient émises d'ailleurs avec ou sans effet de contagion.

On pourrait également envisager le fait que les sources intenses qui sont fournies par des préparations de polonium étalé sur une petite lame d'argent possèdent une certaine épaisseur et, par suite les particules alpha provenant des atomes situés dans les couches profondes de la préparation pourront rencontrer avant de s'échapper un nombre assez élevé d'atomes. Ces atomes seront ou des atomes de polonium non encore désintégrés, ou des atomes de plomb, produit de transmutation du polonium. Or, une particule alpha possédant une certaine probabilité de sortir du noyau de l'atome de polonium, possède semble-t-il également une probabilité de pénétrer dans un autre noyau, soit de polonium, soit de plomb. Dans ce dernier cas, il pourrait y avoir capture de la particule et l'atome

de plomb deviendrait à nouveau un atome de polonium qui ensuite se désintégrerait à nouveau au même titre qu'un atome de polonium ordinaire. Contre cette façon de voir, il y a le fait que des désintégrations avec capture et obtention d'un noyau ayant un numéro atomique de deux unités supérieur au noyau initial, sont à peu près inconnues dans le cas des atomes lourds.

De plus, l'objection la plus grande à ce dernier point de vue provient du fait que la probabilité d'une telle capture est très inférieur à 10^{-6} ; donc dans le cas de nos enregistrements qui contiennent un nombre de l'ordre de 10^4 émissions nous n'aurions que, au plus peut-être, une émission qui pourrait avoir cette origine. Cependant, malgré une probabilité si faible, il nous a paru intéressant de l'envisager.

Quoi qu'il en soit, nous avons de nombreuses possibilités d'explications pour les perturbations décelées dans les longueurs des intervalles entre émissions. Nous pouvons de toute façon dégager la conclusion importante que plus une source est intense plus il y a superposition d'effets divers qui, par suite, rapprocheront la suite des intervalles d'une suite d'événements au hasard. Mais ceci n'entraîne nullement, comme nous l'indiquions précédemment, la nécessité de supposer l'existence de grains d'atomes.

Or, pour la période des oscillations, nous obtenons des valeurs qui, pour les deux types d'enregistrements, sont inversement proportionnels au nombre des atomes. Par exemple, dans le cas des enregistrements du premier type, la période est de l'ordre de 200 secondes, et dans le cas des enregistrements du second type, la période est de l'ordre de 20.000 secondes, donc 100 fois plus forte. Or, précisément pour ces derniers, le nombre des atomes est bien 100 fois plus petit. Donc, la valeur T_0/t_0 du rapport de la période des oscillations à l'intervalle moyen t_0 , n'est pas anormale; il correspondrait au fait que dans le cas des sources intenses les phénomènes de contagion sont

plus nombreux et entraînent par suite des compensations plus rapides que dans le cas des sources faibles.

Nous devons maintenant lever deux objections à cette façon de justifier l'existence des phénomènes d'oscillation dans les émissions alpha.

La première est que l'on peut faire varier la valeur de l'intervalle moyen t_0 simplement en modifiant l'angle solide dans lequel se font les émissions. Or, modifier cet angle solide revient en fait, ainsi que nous l'avons déjà remarqué, à diminuer ou augmenter la partie utile de la préparation de polonium. Dans le cas des enregistrements correspondant à une source intense, nous avons bien étudié des enregistrements d'intervalles moyens différents, mais les variations étaient faibles, puisque les intervalles moyens en question étaient de 0,28, 0,29, 0,22, 0,20 secondes. De même pour les enregistrements du second groupe (17,7 et 17,4 secondes). Pour juger de l'influence de l'angle solide, il faudrait alors faire une variation de cet angle très importante et pour une même source. Il est évident qu'en éliminant certains atomes par réduction de l'angle solide d'émissions, on ne supprime pas ces atomes, mais nous n'enregistrons pas l'émission alpha qui en résulte.

Cette sélection artificielle ne fera que perturber la suite des intervalles effectivement enregistrés et, par conséquent, cela augmentera la difficulté pour nous de mettre en évidence la valeur de ce rapport T_0/t_0 de la période des oscillations à l'intervalle moyen.

Le seconde objection est relative à la possibilité d'admettre la relation entre contagion et oscillation. Du point de vue statistique il est raisonnable de penser que les réactions de probabilité de désintégration d'un atome sur d'autres atomes, ne peuvent pas s'étendre sur un temps très long. Cependant du point de vue purement physique rien n'exclut des influences en cascade des atomes les uns sur les autres et ceci sur un temps plus ou moins long. Si, par exemple nous désignons par p , la probabilité que possède un atome qui se désintègre d'influencer un atome

voisin, ce dernier possède à son tour la probabilité p d'influencer un troisième atome et ainsi de suite. Donc la probabilité de voir r atomes se désintégrer ainsi avec influence en cascade, sera p^r . Evidemment il est possible, sinon certain, que la valeur de r soit petite et que rapidement p^r tende vers une valeur nulle. Mais, d'autre part, dans un groupe de n intervalles correspondant à une certaine somme s , nous n'affirmons nullement que les intervalles perturbés ont tous une même origine ; il est même probable que nous aurons des intervalles perturbés ayant différentes origines et ceci d'autant plus que la source sera plus intense.

Cette dernière objection d'ailleurs a une certaine valeur, car en admettant qu'il n'y ait aucune relation entre contagion et oscillations, nous sommes obligés de penser que ce phénomène d'oscillations est plus général que celui de la dépendance entre émissions. Il y aurait une superposition des deux phénomènes sans dépendance entre eux. Le phénomène des oscillations serait prépondérant et relèverait de causes très efficaces ; d'ailleurs l'existence de cycles n'empêche nullement la présence de phénomènes instantanés, elle vient se superposer à eux.

Nous remarquerons enfin que dans le cas qui nous intéresse, il y a cependant un élément qui subsiste quelle que soit l'hypothèse adoptée pour expliquer ces oscillations, et c'est le fait observé que la période des oscillations se trouve être inversement proportionnelle au nombre $\mathfrak{N}_0$ des atomes contenus dans la source.

Or, ceci ressort bien de la relation :

$$t_0 = \frac{1}{\mathfrak{N}_0 \lambda}$$

et du rapport T_0/t_0 de la période de l'intervalle moyen.

Il faudra toujours tenir compte de cette constatation, quelle que soit l'idée qu'on se fasse du mécanisme qui est à l'origine des oscillations.

CONCLUSIONS

Nous avons étudié la suite des intervalles entre émissions radioactives du polonium au point de vue du déroulement dans le temps, et nous avons mis en évidence le fait que ces émissions se font suivant un certain rythme à tendance nettement périodique. Nous avons pu mettre en évidence la relation qui relie la période des oscillations à l'intervalle moyen de chaque enregistrement, et par suite avec le nombre des atomes contenus dans la source radioactive étudiée ainsi qu'avec la constante de désintégration.

En outre, étant donnée d'une part la relation qui lie l'intervalle moyen t_0 à la constante λ , et, d'autre part, comme nous l'avons remarqué au début de ce travail, vu la parenté étroite qui existe entre une somme s_i de n intervalles consécutifs et cet intervalle moyen t_i , il résulte que l'intervalle moyen est une quantité à tendance périodique. Il en résulte que la constante λ de désintégration est elle-même une quantité à tendance périodique. Si nous notons que la constante représente une probabilité de désintégration d'un atome pendant un intervalle de temps très court pris comme unité, il n'est pas exclus qu'une telle probabilité puisse subir des variations séculaires. Donc, la présence de variations périodiques sur l'intervalle moyen ne fait que traduire la présence de ces mêmes variations sur la probabilité de désintégration.

Nous avons essayé enfin de donner deux interprétations possibles de ces oscillations, soit en envisageant leur liaison avec la question de dépendance entre les émissions,

soit au contraire en les considérant comme un phénomène d'ensemble se superposant aux phénomènes de dépendance.

Dès lors, les variations sur la constante de désintégration λ nous montrent que la probabilité de désintégration d'un atome ne dépendrait pas uniquement du nombre atomique Z , et de l'énergie, ainsi que cela ressort de la formule de Gamow. La probabilité λ varierait donc avec le temps et suivant les conclusions que nous avons tirées de nos résultats, cette probabilité pourrait être modifiée précisément par des phénomènes de contagion, ou alors par des effets dûs à des causes très puissantes, sans avoir dès lors besoin de penser à des effets de contagion.

D'ailleurs, il est bon de signaler que l'on a déjà envisagé la possibilité d'influences externes sur les émissions. Des auteurs : par exemple Pokrowski ⁽⁹⁾ ont cherché à étudier l'influence des rayons X ou Gamma sur les émissions radioactives.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) SCHWEIDLER. — *C. rendus I^{er} Congrès International pour l'étude de la Radiologie et l'ionisation* (Bruxelles 1905).
- (2) BATEMAN. — *Phil. Mag.*, 20, 704, 1910.
- (3) E. BOREL. — *Traité de calcul des probabilités* (T. I, fasc. 1, page 67).
- (4) MARSDEN-BARRATT. — *Proc. Phys. Soc.*, London (vol. 23, p. 367, 1911 et vol. 24, p. 50, 1911).
- (5) R. V. MISES. — *Wahrscheinlichkeitsrechnung und ihre Anwendung in der Statistik und theoretischen Physik* (F. Deuticke, Leipzig und Wien, 1931).
- (6) RUTHERFORD-GEIGER. — *Phil. Mag.* (VI^e série, vol. 20, p. 698, 1910).
- (7) M. CURIE. — *Jour. de Phys.* (I, 6^e série, p. 12, 1920).
- (8) KUTZNER. — *Zeit. f. Phys.* (21, p. 281, 1924 et 44, 9, 10, p. 655, 1927).
- (9) POKROWSKI. — *Zeit. f. Phys.* (58, p. 706, 1929).
- (10) FEATHER. — *Physical Review* (35, p. 707, 1930).
- (11) CURTISS. — *Bureau of Stand. Journ. of resc.* (4, p. 595, 1930).
- (12) LAWSON. — *Nature* (114, p. 121, 1924).
- (13) CURTISS. — *Bureau of Stand. Journ. of resc.* (8, p. 339, 1932).
- (14) BOTHE-BECKER. — *Zeit. f. Phys.* (66, 307, 1930).
BOTHE. — *Zeit. f. Phys.* (96, 607, 1935).
- (15) J. THIBAUD, L. CARTAN, P. COMPARAT. — *Techniques actuelles en Physique nucléaire* (Gauthier-Villard, édit., 1938).
- (16) J. THIBAUD. — *Bull. Soc. Fr. Phys.* (n^o 406, 1937). — *J. de Phys.* (p. 94S).

- (17) J. THIBAUD, M. FERBER. — *C. R.* (205 p. 1.383, 1937).
- (18) M. FERBER. — *C. R.* (p. 381, 1937).
- (19) M. FERBER. — *Jour. Phys. Rad.* (T. IX, p. 337, 1937).
- (20) J. BRENET, H. ARMAND. — *Jour. Phys. rad.* (IX, p. 74, 1938).
- (21) V. BORTKIEWICZ. — *Sitzungsberichte, der Berliner Mathematischen Gesellschaft* (T. 21, p. 3, Berlin 1922). — *Nordisk Statistik Tidskrift* (Bd. I-1, p. 11 ; 2 p. 12, Stockholm, 1922).
- (22) M. FERBER. — *C. R.* (207, 336, 1938). — *Jour. Phys. Rad.* (mars 1939).
- (23) H. EYRAUD. — *Ann. Univ. Lyon* (3^e série, Sciences, sect. A, 1936).
- (24) RISSER et TRAYNARD. — *Princtpes de statistique mathématique. Traité de calcul des probabilités et applications de E. Borel* (T. I, fasc. 4, p. 94).
- (25) M. FERBER. — *Travail non publié, communiqué en privé.*
- (26) *Handbuch der Physik* (B. III, p. 542, édition 1929).

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	9
CHAPITRE PREMIER. — Loi de décroissance exponentielle. Distribution des émissions. Distribution des intervalles entre émissions.	11
CHAP. II. — Dispositifs expérimentaux de détection des particules alpha. Divers types d'enregistrement. .	27
CHAP. III. — Etudes de la distribution des intervalles entre émissions alpha.	35
CHAP. IV. — Méthode d'étude du rythme dans les émissions de particules alpha.	43
CHAP. V. — Résultats expérimentaux.	63
CHAP. VI. — Discussion des résultats.	93
CONCLUSIONS	105
BIBLIOGRAPHIE	107

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE :

**Phénomènes chimiques
dans la dépolarisation**

Lu et accepté :

Les Membres du Jury :

J. THIBAUD.

M. LEMARCHANDS.

H. EYRAUD.

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences de Lyon,
R. DOUIN.

Vu et permis d'imprimer :

Lyon le 15 mai 1939,

Le Recteur, Président du Conseil de l'Université,
A. LIRONDELLE.

